



Eduardo
Francisco Santana

Desenvolvimento de uma Câmara Compton para
Medicina Nuclear



**Eduardo
Francisco Santana**

Desenvolvimento de uma Câmara Compton para Medicina Nuclear

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Física, realizada sob a orientação científica do Doutor *Carlos Davide da Rocha Azevedo*, Bolseiro de Pós Doutoramento do Departamento de Física da Universidade de Aveiro, e do Professor Doutor *João Filipe Calapez de Albuquerque Veloso*, Professor Associado c/ Agregação do Departamento de Física da Universidade de Aveiro.

o júri / the jury

presidente / president

Prof^a. Doutora Margarida Maria Resende Vieira Facão

Professora Auxiliar da Universidade de Aveiro

vogais / examiners committee

Doutor Luís Manuel Panchorrinha Fernandes

Investigador nos Laboratório de Instrumentação, Eng. Biomédica e Física da
Radiação da Universidade de Coimbra (arguente)

Doutor Carlos Davide da Rocha Azevedo

Bolseiro de Pós Doutoramento da Universidade de Aveiro (orientador)

agradecimentos / acknowledgements

Em primeiro lugar agradeço à minha família, principalmente aos meus pais, irmã e avós e Márcia, pelo constante apoio, força e amor que me deram, desde sempre.

Agradeço aos meus amigos que estiveram sempre presentes, alguns mesmo nem estando fisicamente cá. Sempre me acompanharam, apoiaram e ajudaram.

Por fim, mas não menos importante nesta etapa, agradeço ao meu orientador, Carlos Azevedo por toda a ajuda que me deu, por toda a disponibilidade que sempre teve, por todas as horas que sacrificou neste trabalho e pela boa disposição.

A todos, um muito obrigado.

Palavras-chave

Câmara Compton, THGEM, Fotocátodo, THCobra, Radiação γ , Csl, Eficiência Quântica, fóton UVV.

Resumo

O conhecimento dos fenômenos associados à deriva de cargas em meios gasosos, especialmente elétrons, assume extrema importância para o estudo e compreensão de detectores gasosos de radiação.

Ao longo deste trabalho foi estudado um novo tipo de detector de radiação γ especialmente desenvolvida para detecção de eventos devidos ao efeito de Compton, que usa gás como meio de detecção, designada de Câmara Compton gasosa.

Neste projeto, utilizou-se uma Câmara Compton gasosa em que foram caracterizados todos os seus componentes. Realizaram-se medidas para estudar a resposta em amplitude e resolução em função da variação do campo elétrico em diferentes regiões do fotossensor, onde se compararam as medições feitas com uma THCobra e um Readout simples com linhas ortogonais interligadas por uma fita resistiva.

Mediu-se a amplitude e resolução em função do campo elétrico reduzido na região de deriva e cintilação da câmara de alta pressão do detector. Além disso, adquiriram-se imagens 2D, embora usando apenas o efeito fotoelétrico.

Keywords

Compton Camera, THGEM, Photocathode, THCobra, γ radiation, CsI, Quantum efficiency, VUV photon.

Abstract

The understanding of the physical behaviour of the drift of charged particles inside a gas, especially electrons, is vital for the study and understanding of gaseous radiation detectors.

During this work a new type of γ radiation detector specially developed to detect Compton events was studied, so that it uses a gas as a detection medium, called gaseous Compton Camera.

In this project, it was used a gaseous Compton Camera, which all its components were characterized. Measurements were performed to study the response of the amplitude and resolution as a function of the electric field variation in different regions of the photosensor, in which measurements with a THCobra and a simple Readout with orthogonal lines connected by a resistive strip.

It was measured the amplitude and resolution as a function of the reduced electric field in the drift and scintillation region of the high pressure chamber of the detector. Furthermore, 2D images were acquired, although only via photoelectric effect.

Lista de conteúdos

Lista de conteúdos	i
Lista de figuras	iii
Lista de tabelas	vii
Lista de acrónimos	ix
1 Introdução	1
2 Princípios físicos	3
2.1 Interação da radiação γ com a matéria	3
2.1.1 Efeito fotoelétrico	3
2.1.2 Efeito de Compton	4
2.2 Produção de carga primária	5
2.3 Cintilação primária	6
2.4 Cintilação secundária	7
2.5 Avalanche de Townsend	8
2.6 Fotocátodo de CsI	8
2.6.1 Fatores que influenciam a Eficiência Quântica do fotocátodo	9
3 Detetores de radiação em Medicina Nuclear	15
3.1 Fotossensores	16
3.2 Resolução em energia	18
4 Câmara Compton gasosa	19
4.1 Princípio de funcionamento	19
4.2 Proposta	20
4.3 Fotossensor gasoso	20
5 Descrição experimental e resultados	27
5.1 Descrição do detetor	27
5.1.1 Deposição do fotocátodo	29
5.1.2 Admissão e purificação do gás	29

5.1.3	Eletrônica associada	30
5.2	Estudos realizados	32
5.3	Resultado obtidos	34
5.3.1	Fotossensor com THCobra	34
5.3.2	Fotossensor com o Readout	35
5.3.3	Câmara de alta pressão	37
5.3.4	Imagem 2D	41
6	Conclusões e trabalho futuro	43
	Referências	45

Lista de figuras

2.1	Efeitos dominantes da interação da radiação com a matéria e a sua relação com número atômico do material absorvedor e a energia do fóton incidente.	3
2.2	Ilustração do efeito fotoelétrico.	4
2.3	Ilustração do efeito de Compton.	4
2.4	Ilustração do princípio de reconstrução da posição de interação do fóton γ com o detector, a partir da interseção de várias superfícies cónicas.	5
2.5	Eficiência Quântica típica para diferentes fotocátodos (linhas sólidas); Espetros de emissão de Ar, Kr e Xe à pressão atmosférica (linhas a tracejado) em função do comprimento de onda.	7
2.6	Ilustração do processo de amplificação em detetores gasosos: a avalanche de Townsend (à esquerda) é um ganho exponencial do número de eletrões ao longo do percurso da avalanche, enquanto que no processo de eletroluminescência (à direita) o número de eletrões mantém-se constante, mas cada eletrão promove a emissão de luz UVV continuamente ao longo do trajeto.	9
2.7	Coefficientes de atenuação para interações por efeito fotoelétrico (a cheio) e de Compton (a tracejado), para Xe, Ar e Ne.	10
2.8	Simulações da distância de deriva em função do tempo de deriva dos eletrões em Ne puro, Xe puro, e Ne/Xe %(50/50), sujeito a um campo de deriva baixo ($2 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$) e em alta pressão (10 bar).	10
2.9	Eficiência Quântica do CsI em função do comprimento de onda, para vários substratos.	11
2.10	Eficiência Quântica em função do comprimento de onda, para um filme de 100 nm de CsI, depositado por evaporação térmica (TE) e <i>Ion-Beam Sputtering</i> (IBS).	12
2.11	Modelo da morfologia de um fotocátodo de CsI, depositado no mesmo tipo de substrato, por (a) TE e (b) IBS.	12
2.12	Eficiência Quântica para um filme de CsI, depositado num substrato de PCB coberto com Ni/Au, e exposto ao ar com humidade relativa de 35%.	13
2.13	Eficiência Quântica de um filme de 500 nm de CsI em função do comprimento de onda, aquecido a 60°C, para vários tempos de aquecimento.	13
3.1	Vista em corte de uma Câmara Gama.	15

3.2	Ilustração do princípio de colimação, em que os feixes só passam numa direção. A imagem é projetada no plano do detetor.	16
3.3	Esquema de uma Câmara Compton composta por dois detetores de estado sólido.	17
3.4	Esquema do funcionamento de um PMT.	17
3.5	Esquema de funcionamento de um fotomultiplicador híbrido HPD.	18
3.6	Exemplo de um espectro de energia.	18
4.1	Esquema da Câmara Compton de Bolozdynya.	19
4.2	Esquema da Câmara Compton proposta.	20
4.3	Esquema da estrutura do fotossensor.	21
4.4	THGEM $10 \times 10 \text{ cm}^2$, com espessura de 0,4 mm, diâmetro do buraco de 0,5 mm e a distância entre o centro de dois buracos consecutivos de 1 mm. A foto ampliada mostra os aros em volta dos buracos com espessura de 0,1 mm. . . .	22
4.5	Comparação entre curvas de ganho usando estruturas de um e dois <i>THick-Gas Electron Multiplier</i> (THGEM)s, para diferentes gases.	22
4.6	Esquema de funcionamento do THGEM como fotossensor.	23
4.7	Fotografia da estrutura THCobra onde é possível ver as linhas resistivas, os buracos, e as tiras do topo, do cátodo e do ânodo.	24
4.8	Esquema do princípio de operação da THCobra.	24
4.9	Esquema do princípio operacional para a aquisição de imagens 2D.	25
4.10	Eficiência de extração fotoelétrica do CsI para CH_4 , CF_4 , Ne/CF_4 , Ne/CH_4 e Ar/CH_4 , em função do campo de deriva.	26
4.11	Curvas de ganho para um THGEM, medido com fótons UV em modo corrente, em misturas de Ne/CH_4 e Ne/CF_4 , no THGEM foi depositado um fotocátodo de CsI, irradiado por luz UV.	26
5.1	Esquema do interior do detetor.	27
5.2	A região de deriva onde é visível a grelha que separa as duas regiões (grelha de cintilação). Os componentes encontram-se rodados a 180° na vertical. (a) Vista lateral onde são visíveis os vários anéis e algumas resistências bem como o teflon colocado no interior. (b) Vista superior com o disco de cobre da zona de deriva.	28
5.3	Fotografia da parte traseira da câmara de alta pressão onde se pode observar, embora não de forma clara, a janela de quartzo <i>Spectrosil B</i>	29
5.4	Sistema de vácuo e sistema de enchimento da Câmara Compton.	30
5.5	<i>Readout</i> utilizado neste trabalho.	31
5.6	Câmara de evaporação onde se procedeu à deposição do fotocátodo.	31
5.7	Detalhes da câmara de evaporação durante o processo de deposição do fotocátodo. (a) Barquinha de W e duas pastilhas de CsI. (b) Deposição do fotocátodo no THGEM.	32

5.8	Esquema do interior do fotossensor e as diferentes tensões aplicadas a cada uma das estruturas, bem como as polarizações das fontes (POSitiva e NEGativa). Usando (a) THCobra e (b) <i>Readout</i> .	33
5.9	Espetro de amplitudes do ^{241}Am , com ajuste de curva gaussiana.	34
5.10	(a) Amplitude e (b) Resolução em energia em função de ΔV_{drift} para a THCobra.	35
5.11	(a) Amplitude e (b) Resolução em energia em função de ΔV_{drift} , para o <i>Readout</i> .	36
5.12	(a) Amplitude e (b) Resolução em energia função de $\Delta V_{transferência}$.	38
5.13	(a) Amplitude e (b) Resolução em função do campo elétrico reduzido na região de deriva, E/p_{deriva} .	39
5.14	(a) Amplitude e (b) Resolução em função do campo elétrico reduzido na região de cintilação, E/p_{cint} .	40
5.15	Imagem bidimensional resultante da aquisição do detetor, para uma posição da fonte.	41

Lista de tabelas

2.1	Energia média necessária para produzir um par elétron-íon para diferentes gases nobres.	6
-----	---	---

Lista de acrónimos

FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i>
IBS	<i>Ion-Beam Sputtering</i>
MHSP	<i>Micro-Hole and Strip Plate</i>
PCB	<i>Printed Circuit Board</i>
PMT	<i>Photomultiplier tube</i>
QE	<i>Quantum Efficiency</i>
TE	<i>Thermal Evaporation</i>
THCobra	<i>THick-Cobra</i>
THGEM	<i>THick-Gas Electron Multiplier</i>
UVV	<i>Ultra Violeta de Vácuo</i>

Capítulo 1

Introdução

Nos finais do séc. XIX, foram realizados importantes estudos que levaram à descoberta de novos tipos de radiação: por exemplo, em 1895, Wilhelm Röntgen, descobriu a radiação-X [1] e no ano seguinte deu-se a descoberta do decaimento radioativo, por Antoine Becquerel [2], tendo sido precursor de importantes investigações que ocorreram no séc. XX na área da física da interação da radiação com a matéria.

Tal como sabemos hoje, este novo tipo de radiação é invisível a olho nu e Röntgen foi a primeira pessoa a observar os raios-X num material luminescente, sendo que após algum tempo, criou a primeira radiografia. Criou-a ao observar que as descargas promovidas no interior de um tubo de raios catódicos provocavam luminescência numa placa fotográfica (platinocianeto de bário). Concluiu assim, que como as descargas não podiam sair do tubo selado, então estava na presença de um novo tipo de radiação, os raios-X.

No início do séc. XX, a evolução na investigação levou a novas técnicas de deteção da radiação, como por exemplo, o uso de gases como detetores de radiação. Em 1906, J. J. Thomson recebeu o prémio Nobel por ter realizado importantes estudos sobre a condutividade elétrica em gases [3]. Mais tarde, em 1936, por experiências recorrendo a um meio composto por gás ionizado para deteção de radiação, que levaram à descoberta dos raios cósmicos, Victor F. Hess recebeu o prémio Nobel [4].

Alguns anos mais tarde, Geiger e Müller desenvolveram um contador que recebeu os seus nomes (o contador Geiger-Müller), um dispositivo que faz a contagem de interações provocadas pela radiação ionizante [5]. A evolução de detetores gasosos levou ao desenvolvimento da câmara proporcional multifios (MWPC) por Charpak, que ganhou o prémio Nobel da Física em 1992 [6]. A MWPC representou um novo mundo de possibilidades na deteção de radiação, ao combinar os primeiros conhecimentos sobre detetores gasosos e descobertas mais recentes, no que diz respeito a circuitos eletrónicos integrados e processamento de sinal.

Em 1988 foi introduzido, na comunidade científica, um novo dispositivo, a *Micro Strip Gas Chamber* (MSGC) [7], que combina um meio constituído por um gás ionizado e tecnologia de circuitos elétricos de pequena dimensão. Daqui surge o nascimento dos chamados *Micro Pattern Gaseous Detectors* (MPGDs). Devido à evolução tecnológica, surgem dois novos tipos de MPGDs, o detetor *Micromegas* em 1996 (desenvolvido por Ioannis Giomataris e Georges Charpak [8]) e o *Gas Electron Multiplier* (GEM) em 1997 (criado por Fabio Sauli [9]). Estes novos dispositivos são inovadores devido ao seu baixo custo, à possibilidade de serem usados para estudar grandes áreas e também a sua melhor performance no que diz respeito à deteção das trajetórias das partículas, relativamente a outras tecnologias. Mais recentemente detetores como o *THick-Gas Electron Multiplier* (THGEM) [10], a *Micro-Hole and Strip Plate* (MHSP) [11] e InGrid [12] foram desenvolvidos com base em MPGDs mais antigos.

Geralmente a Câmara Gama é constituída por um detetor de estado sólido, um cristal

cintilador (por exemplo, NaI(Ti)), sendo a luz detetada numa matriz de 50–90 tubos fotomultiplicadores (PMT). Apesar deste dispositivo ser amplamente utilizado em Medicina Nuclear, o detetor continua a apresentar algumas limitações de imagem, como baixa resolução em posição (na ordem de 4–5 mm) e resoluções em energia moderadas (9–11%) para fótons de 140 keV [13]. Além disso, para reproduzir a imagem projetada é necessário a utilização de um colimador de chumbo ocorrendo uma enorme redução (10^{-4}) do número de fótons que atinge o cristal [14]. Existem ainda os detetores semicondutores de Si e Ge, que apresentam excelente resolução em energia [15]. No entanto, é difícil alcançar uma área de deteção clinicamente útil com tais detetores devido aos custos muito elevados da tecnologia, mesmo para os dispositivos de pequena escala.

Uma outra opção para a deteção de radiação de energia elevada é a Câmara Compton, um detetor que não necessita de um colimador mecânico, o que poderá permitir reduzir a dose administrada ao paciente. Além disso este detetor beneficia do aumento da energia, uma vez que a secção eficaz para o efeito de Compton aumenta com a energia dos fótons, ao contrário da Câmara Gama, onde a eficiência de deteção é limitada pelo aumento da energia do fóton (a partir de ~ 250 keV). Perante este facto, abre-se uma janela de oportunidade para utilizar outros radioisótopos, cujos fótons tenham energia superior a 250 keV, para o diagnóstico, pois hoje em dia são ineficientes usando uma Câmara Gama [16].

Sendo assim, na área da Medicina Nuclear, uma Câmara Compton gasosa poderá vir a ser um instrumento promissor de tecnologia futura quer pelas suas características intrínsecas, pois apresenta resoluções de energia inferiores a 5% (para 140 keV) [17], bem como a possibilidade de discriminar a posição de interação e a energia de um único fóton. Neste trabalho é proposto continuar o desenvolvimento deste dispositivo, utilizando eletroluminescência sendo a leitura ótica efetuada através de um único multiplicador de eletrões de baixo custo, grande área e sensível à posição, usando apenas 4 canais eletrónicos em coincidência de eventos [18][19].

Capítulo 2

Princípios físicos

2.1 Interação da radiação γ com a matéria

Quando um fóton X ou γ interage com a matéria, a deposição de energia pode ser total ou parcial. No caso de ser total, como no efeito fotoelétrico, o fóton inicial é absorvido depositando toda a sua energia no meio. Se a transferência for parcial (efeito de Compton ou efeito de Rayleigh) o fóton inicial deposita parte da sua energia no meio e dá origem a um fóton difundido. Se a energia do fóton for suficientemente elevada (cerca de 1,022 MeV) poderá dar-se também o efeito de produção de pares onde é criado um par elétron-positrão. A figura 2.1 apresenta a relação entre o tipo de interação da radiação com a matéria e o número atômico (Z) do material absorvedor e a energia do fóton incidente.

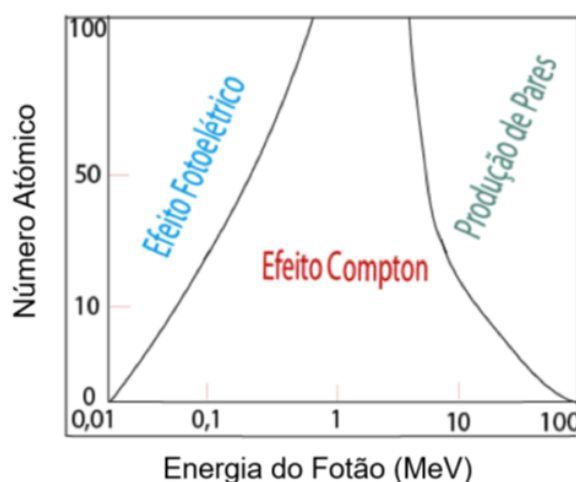


Figura 2.1: Efeitos dominantes da interação da radiação com a matéria e a sua relação com número atômico do material absorvedor e a energia do fóton incidente (adaptado de [20]).

2.1.1 Efeito fotoelétrico

O efeito fotoelétrico caracteriza-se pela interação de um fóton com um elétron de um átomo, onde o fóton é absorvido e a sua energia é totalmente transferida para um elétron que é ejetado do átomo, como mostra a figura 2.2.

A energia do elétron ejetado é então a energia do fóton incidente menos a energia necessária para quebrar a ligação do elétron à orbital, tal como mostra a equação 2.1.

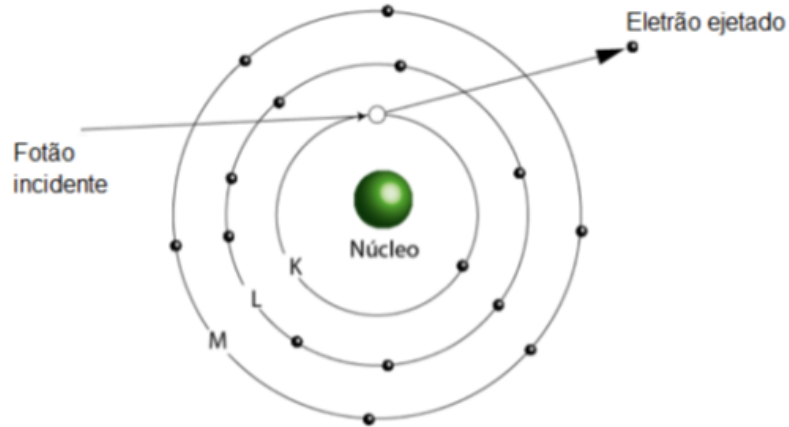


Figura 2.2: Ilustração do efeito fotoelétrico [21].

$$E_c = h\nu - E_f \quad (2.1)$$

onde E_c é a energia do elétron ejetado, E_f a energia de ligação do mesmo e $h\nu$ a energia do fóton incidente.

2.1.2 Efeito de Compton

O efeito de Compton ocorre quando um fóton interage com os elétrons de um átomo, transferindo parcialmente a sua energia para um elétron. Esse elétron, denominado elétron de recuo, é ejetado da orbital do átomo e nesse momento ocorre também a emissão de um fóton, designado fóton disperso, com um ângulo θ relativamente à direção do fóton incidente. Este efeito encontra-se representado na figura 2.3.

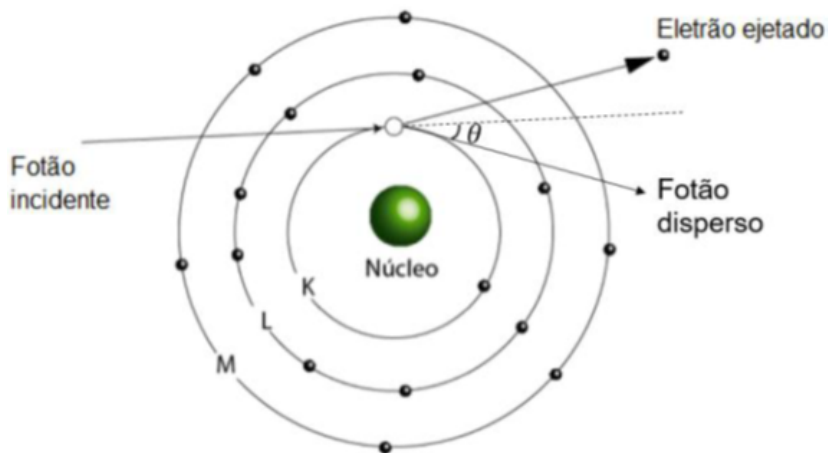


Figura 2.3: Ilustração do efeito de Compton [21].

Considerando as leis de conservação da energia e momento linear e sabendo a energia da

radiação γ é possível calcular o ângulo de interação do fóton γ com o detetor, através da equação 2.2,

$$\cos(\theta) = 1 - \frac{m_e c^2}{E_0^2 - E_0 E_e} \quad (2.2)$$

onde E_0 é a energia do fóton incidente, E_e energia depositada no detetor pelo eletrão de recuo, c a velocidade da luz no vácuo e m_e massa do eletrão.

Então, sabendo o ângulo de incidência é possível reconstruir uma superfície cônica que representa a posição de interação do fóton γ com o detetor. É possível calcular a posição desse fóton através da sobreposição de várias superfícies cônicas, ou seja de vários eventos [22]. O princípio de reconstrução da posição do fóton γ incidente encontra-se ilustrado na figura 2.4.

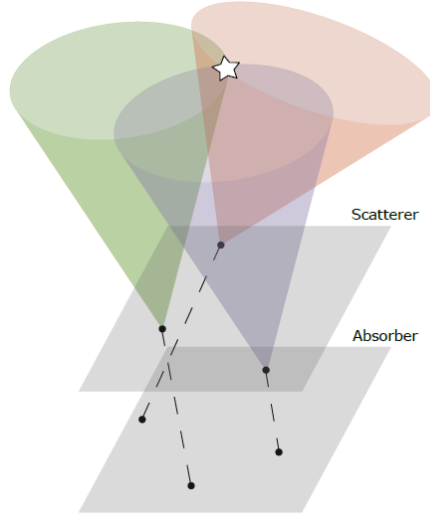


Figura 2.4: Ilustração do princípio de reconstrução da posição de interação do fóton γ com o detetor, a partir da interseção de várias superfícies cônicas [17].

2.2 Produção de carga primária

Na interação da radiação com o meio gasoso, a energia depositada resulta na criação de pares eletrão-íão, devido à ionização do gás. Os eletrões (ou fotoeletrões) que são ejetados durante os processos acima descritos, geralmente têm energia suficiente para ionizar o gás e produzir mais ionizações. Estas ionizações podem ocorrer sucessivamente até que a energia dos eletrões produzidos seja inferior ao limiar de ionização do gás. Os eletrões produzidos neste processo devido à interação da radiação denominam-se eletrões primários. O conjunto destes designa-se por nuvem ou carga primária. O número total de pares eletrão-íão criados no volume do detetor, N_t , pode ser estimado pela equação 2.3,

$$N_t = \frac{E}{W} \quad (2.3)$$

em que E representa a energia da radiação incidente depositada no volume do detetor e W a energia média necessária para produzir um par eletrão-íão, que depende do gás, do tipo de radiação incidente e a sua energia. A tabela 2.1 apresenta valores de W para alguns gases nobres.

Gás	$W [eV]$
Xe	22
Ar	26
Ne	37

Tabela 2.1: Energia média necessária para produzir um par elétron-íon para diferentes gases nobres [23].

2.3 Cintilação primária

Na ausência de campo elétrico, durante o processo de desexcitação, praticamente todos os elétrons termalizados, resultantes da ionização do gás, recombinaem com os íons emitindo um fóton da região do *Ultra Violeta de Vácuo* (UVV). A este processo chamamos de cintilação primária, sendo um fenômeno de colisões inelásticas com origem na recombinação de pares elétron-íon e/ou devido à desexcitação dos átomos anteriormente excitados [24]. Para pressões acima da pressão atmosférica, a emissão observada tem origem nas colisões inelásticas referidas anteriormente, onde são emitidos fótons de acordo com os seguintes mecanismos: Para os fótons com origem em átomos excitados (luminescência de excitação) temos,

$$R^* + 2R \longrightarrow R_2^* + R \quad (2.4)$$

$$R_2^* \longrightarrow 2R + h\nu_1(UVV) \quad (2.5)$$

Para os fótons com origem em átomos ionizados (luminescência de recombinação) temos,

$$R^+ + 2R \longrightarrow R_2^+ + R \quad (2.6)$$

$$R_2^+ + e_{th} \longrightarrow R^{**} + R \quad (2.7)$$

$$R^{**} + R + R \longrightarrow R_2^{**} + R \quad (2.8)$$

$$R_2^{**} + (R) \longrightarrow R^* + R + (R) \quad (2.9)$$

$$R^* + R + R \longrightarrow R_2^* + R \quad (2.10)$$

$$R_2^* \longrightarrow R + R + h\nu_2(UVV) \quad (2.11)$$

onde:

$R \longrightarrow$ Átomo do gás nobre

$R^* \longrightarrow$ Átomo excitado

$R^{**} \longrightarrow$ Átomo altamente excitado

$R_2^* \longrightarrow$ Molécula excitada

$R_2^{**} \rightarrow$ Molécula altamente excitada (excímero)

$R^+ \rightarrow$ Íão atômico

$R_2^+ \rightarrow$ Íão molecular

$e_{th} \rightarrow$ Eletrão termalizado

Na figura 2.5 podem observar-se os espectros de luminescência para três gases nobres (Árgon, Krypton e Xénon) à pressão atmosférica.

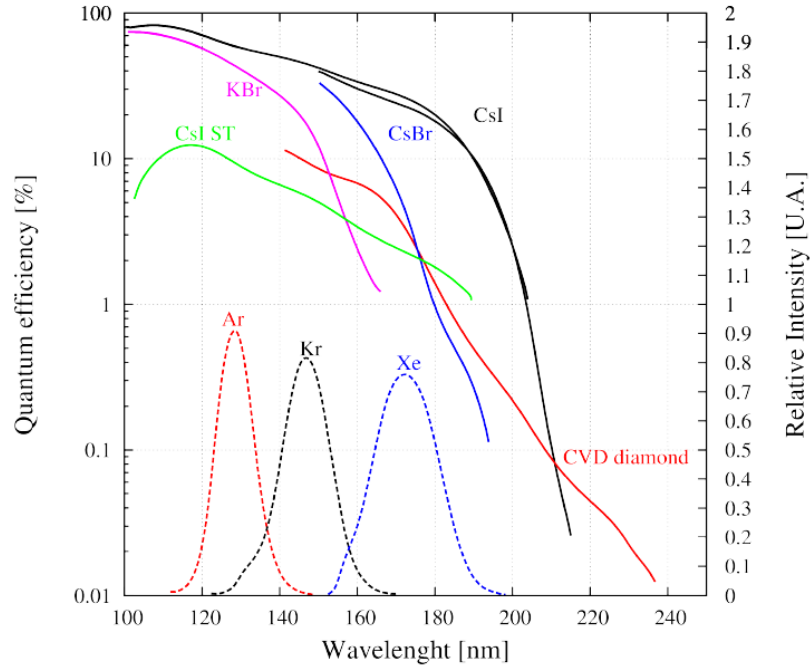


Figura 2.5: Eficiência Quântica típica para diferentes fotocátodos (linhas sólidas), adaptado de [25] [26]; Espectros de emissão de Ar, Kr e Xe à pressão atmosférica (linhas a tracejado) [27] em função do comprimento de onda.

O número médio de fótons formados na cintilação primária N_p é dado por,

$$N_p = \frac{E}{W_s} \quad (2.12)$$

onde E e W_s representam a energia depositada no detetor pelo fóton γ e a energia média dissipada para a produção de um fóton de cintilação primária, respetivamente. Como W_s depende da pressão (inversamente proporcional [28]), então a partir da equação 2.12, observamos que ao aumentar a pressão, o número de fótons de cintilação primária aumentará.

2.4 Cintilação secundária

A cintilação secundária, também conhecido como eletroluminescência é um processo que permite aumentar o ganho do detetor sem comprometer a sua resolução em energia, pois é

um processo com muito baixas flutuações estatísticas quando comparado com a multiplicação de carga. Neste processo aplica-se um campo elétrico de modo a acelerar os eletrões que adquirem energia cinética suficiente para excitar ou até mesmo ionizar mais átomos do meio [29]. Uma forma de calcular o potencial necessário para definir o campo elétrico adequado para que este processo ocorra, é através do campo elétrico reduzido. Este é dado pela seguinte expressão:

$$E/p = \frac{\Delta V}{d \times P} \quad [\text{V cm}^{-1} \text{Torr}^{-1}] \quad (2.13)$$

onde ΔV , d e P correspondem à diferença de potencial, à profundidade da região de cintilação e à pressão a que se encontra o gás, respetivamente. Se E/p se encontrar entre o limiar de excitação ($1 \text{ V cm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$) e o limiar de ionização ($6 \text{ V cm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$) (valores para Xe) [30], os eletrões primários terão energia cinética suficiente para excitar os átomos do gás, mas insuficiente para provocar a ionização destes, ocorrendo a emissão de um fóton UVV (ver equação 2.5). A intensidade da cintilação secundária, ou seja o número de fótons UVV emitidos, é proporcional ao número de eletrões primários, sendo que estes também são proporcionais à energia do fóton γ absorvido inicialmente [29]. O número de fótons UVV produzidos por um eletrão primário, em função do campo elétrico reduzido é dado por:

$$N_{TFUV} = \frac{\Delta V \cdot e}{\epsilon_{UV} \times Q_c} \quad (2.14)$$

onde ΔV corresponde à diferença de potencial sentida pelos eletrões, e é a carga do eletrão, ϵ_{UV} é a energia média dos fótons de cintilação do Xénon (7,2 eV) e Q_c é a eficiência de cintilação (para o Xe, $E/p = 5 \text{ V cm}^{-1} \text{Torr}^{-1} \rightarrow Q_c \simeq 0,8$) [31], isto é, a fração de energia ganha pelos eletrões ao campo elétrico que é usada para produzir cintilação.

2.5 Avalanche de Townsend

Se os campos elétricos que guiam o movimento das cargas forem suficientemente elevados - acima do limiar de ionização - um eletrão pode obter energia suficiente para ionizar átomos do meio, que resulta na ionização de outro átomo e conseqüentemente mais um eletrão. Cada um destes eletrões irá adquirir energia devido ao campo elétrico e possivelmente ionizará mais átomos do meio. Deste processo resultam quatro eletrões livres e o processo de multiplicação de eletrões continua. Este processo é conhecido como *Avalanche de Townsend*, sendo exponencial ao longo do trajeto da avalanche para um campo elétrico uniforme.

Na figura 2.6 encontram-se ilustrados os processos de amplificação através de cintilação secundária e avalanche de Townsend.

2.6 Fotocátodo de CsI

Um fotocátodo é um material que tem como resposta a emissão de um eletrão (ou fotoeletrão) quando excitado por radiação, neste caso UVV. É importante ter em conta que neste processo, nem sempre ocorre a ejeção de um fotoeletrão, portanto define-se eficiência quântica, *Quantum Efficiency* (QE), como o quociente entre o número de fotoeletrões emitidos e o número de fótons incidentes no fotocátodo:

$$QE = \frac{\text{número de fotoeletrões emitidos}}{\text{número de fótons incidentes}} \quad (2.15)$$

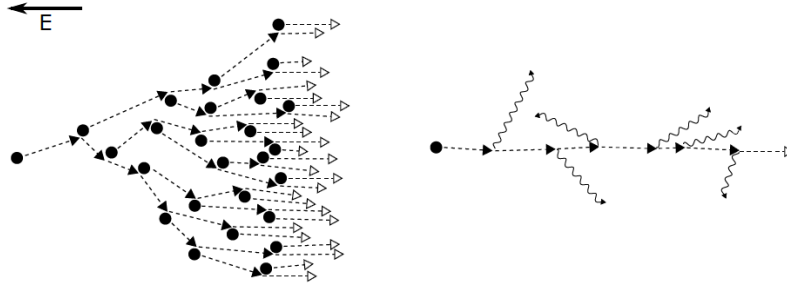


Figura 2.6: Ilustração do processo de amplificação em detectores gasosos: a avalanche de Townsend (à esquerda) é um ganho exponencial do número de elétrons ao longo do percurso da avalanche, enquanto que no processo de eletroluminescência (à direita) o número de elétrons mantém-se constante, mas cada elétron promove a emissão de luz UVV continuamente ao longo do trajeto [17].

A QE é uma propriedade intrínseca do fotocátodo, sendo que esta depende do material fotossensível, da morfologia da superfície do fotocátodo e do comprimento de onda do fóton incidente [32].

Neste trabalho o gás Xénon, para o qual $W = 22\text{ eV}$ (apresentado na tabela 2.1), encontra-se na região do detector onde é produzida carga primária.

Uma das razões para a escolha do Xe é o facto deste apresentar uma elevada eficiência de cintilação ($Q_C \simeq 0,8$ [31]) e o comprimento de onda do fóton UVV emitido ($150 < \lambda < 200\text{ nm}$) encontrar-se no intervalo da eficiência quântica para o CsI, tal como se pode observar na figura 2.5. A figura 2.5 apresenta ainda a QE para vários fotocátodos com sensibilidade na região de cintilação do Xénon. Pela respetiva figura verifica-se que o fotocátodo de CsI é o que apresenta a maior sensibilidade para a energia dos fótons de cintilação de Xénon.

Outro dos fatores que pesaram na escolha do Xe como gás escolhido para a câmara de alta pressão, em detrimento de outros gases como o Ar e o Ne, são os coeficientes de atenuação para o efeito fotoelétrico e para o efeito de Compton. Tal como se pode observar na figura 2.7, o Xe apresenta valores mais elevados para ambos os coeficientes.

No Xe, para 100 keV , a probabilidade de ocorrer efeito fotoelétrico é duas ordens de magnitude mais elevada que no Argon, enquanto que para o efeito de Compton é dobro. Portanto o número de interações numa câmara com Xénon será muito maior, comparativamente com o Argon e Neon.

Outros aspetos que levam à escolha do Xe como gás são o facto da velocidade de deriva dos elétrons no Xe ser mais baixa do que no Ne, como se pode verificar na figura 2.8 (o mesmo acontece para o Ar). Tendo em conta que, uma das coordenadas da posição de interação é estimada a partir do tempo de deriva dos elétrons, uma deriva mais lenta contribui para uma resolução espacial melhor, mesmo que isso limite a taxa de aquisição. Para além disto, a interação com meio gasoso do detector irá produzir nuvens primárias. A dispersão espacial destas cargas é menor no Xe, em relação ao Ar e ao Ne [34][35], permitindo determinar com maior precisão a posição das interações e assim melhorar a resolução espacial.

2.6.1 Fatores que influenciam a Eficiência Quântica do fotocátodo

Existem vários fatores que podem influenciar a Eficiência Quântica. Estudos que utilizam fotocátodos de CsI em *Printed Board Circuit* (PCB) mostram que existe uma reação do cobre

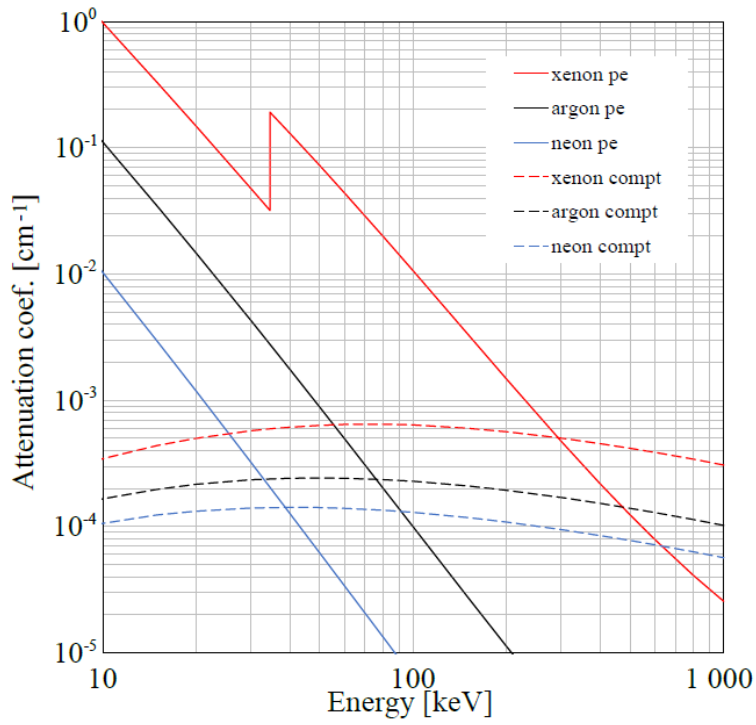


Figura 2.7: Coeficientes de atenuação para interações por efeito fotoelétrico (a cheio) e de Compton (a tracejado), para Xe, Ar e Ne [17] (dados de [33]).

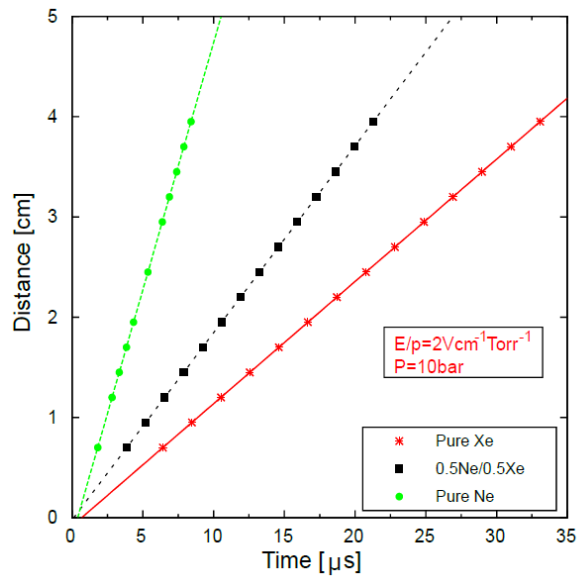


Figura 2.8: Simulações da distância de deriva em função do tempo de deriva dos elétrons em Ne puro, Xe puro, e Ne/Xe % (50/50), sujeito a um campo de deriva baixo ($2 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$) e em alta pressão (10 bar) [36].

com o CsI, que originam CuI na estrutura do fotocátodo. Estes estudos indicam que adicionar um filme de Ni ou de Ni/Au são uma solução para ultrapassar este problema. Tal como se pode observar na figura 2.9 [37].

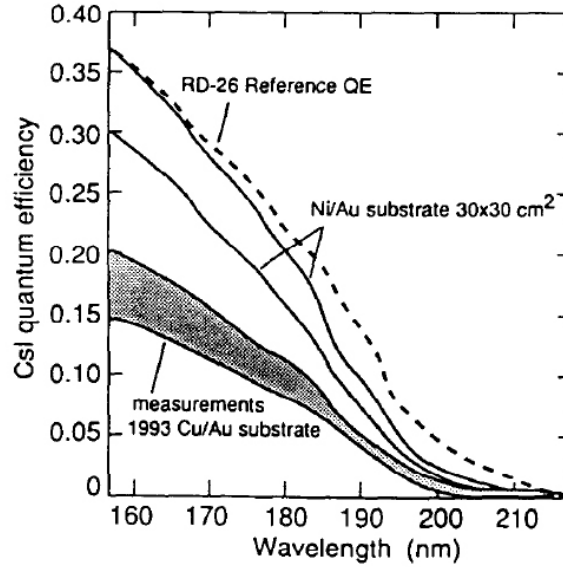


Figura 2.9: Eficiência Quântica do CsI em função do comprimento de onda, para vários substratos [25].

A técnica de deposição que é utilizada também influencia a QE do fotocátodo, uma vez que está relacionada com a morfologia da superfície do fotocátodo depositado. Estudos que comparam duas técnicas de deposição, evaporação térmica (*Thermal Evaporation* (TE)) e *Ion-Beam Sputtering* (IBS) [38], concluem que a técnica de TE, em fotocátodos de CsI, releva uma maior QE (ver figura 2.10). Isto deve-se ao facto de existir uma maior área de excitação próxima da superfície do filme, favorecendo a libertação de um maior número de fotoelectrões, como mostra a figura 2.11.

Um problema da utilização do CsI como fotocátodo é o facto deste ser um material higroscópico, ou seja, é um material que absorve a humidade. A humidade afeta e diminui a QE , pois provoca hidrólise na estrutura do CsI e, conseqüentemente, altera a morfologia da superfície do filme, como a sua espessura e homogeneidade [25][39]. Contudo, é possível verificar na figura 2.12 que este efeito da humidade na QE apenas se torna significativo para tempos de exposição superiores a 30 minutos, a uma atmosfera com 35% de humidade relativa.

Em caso de exposição à humidade, o processo pode ser revertido ao aquecer o fotocátodo até a uma temperatura de 60°C e em vácuo, recuperando assim a QE na sua totalidade ou apenas em parte, como observado na figura 2.13 [25][37].

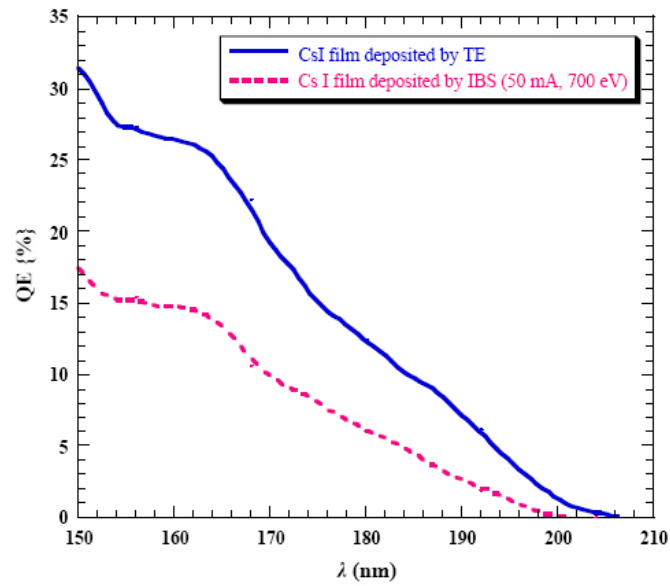


Figura 2.10: Eficiência Quântica em função do comprimento de onda, para um filme de 100 nm de CsI, depositado por evaporação térmica (TE) e *Ion-Beam Sputtering* (IBS)[38].

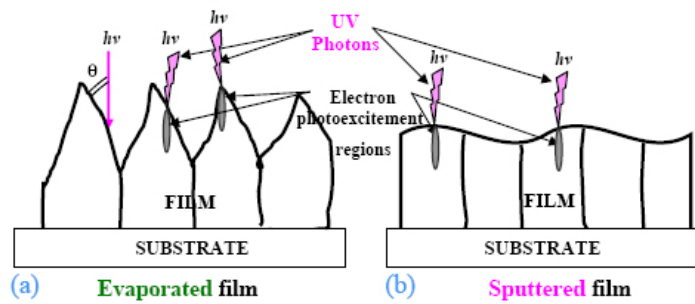


Figura 2.11: Modelo da morfologia de um fotocátodo de CsI, depositado no mesmo tipo de substrato, por (a) TE e (b) IBS[38].

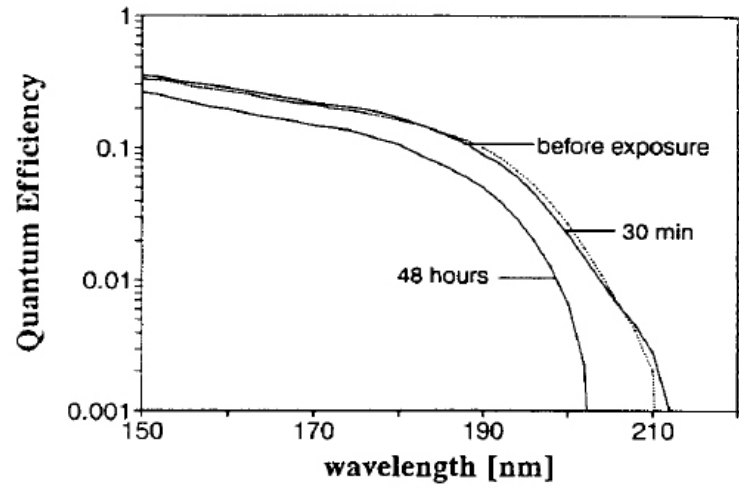


Figura 2.12: Eficiência Quântica para um filme de CsI, depositado num substrato de PCB coberto com Ni/Au, e exposto ao ar com humidade relativa de 35% [37].

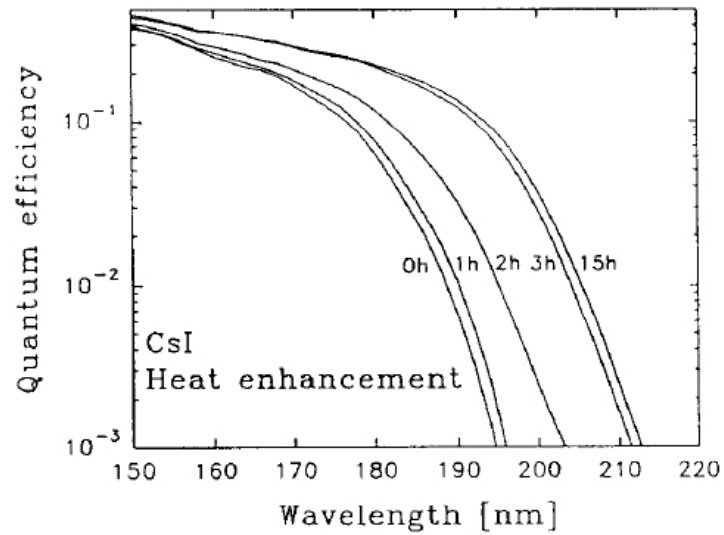


Figura 2.13: Eficiência Quântica de um filme de 500 nm de CsI em função do comprimento de onda, aquecido a 60°C, para vários tempos de aquecimento [25].

Capítulo 3

Detetores de radiação em Medicina Nuclear

A Medicina Nuclear é uma especialidade médica que recorre a técnicas de imagem, para diagnóstico de pacientes utilizando núclídeos radioativos. Durante o procedimento médico é administrado, ao paciente, um radiofármaco (constituído por um isótopo radioativo) que se aloja preferencialmente numa determinada área de interesse que se pretende observar/estudar. A escolha do radiofármaco depende da especificidade do órgão ou fisiologia a estudar, como por exemplo, no estudo de anormalidades ósseas, o radiofármaco ^{99m}Tc -HDP (composto por uma molécula de HDP e o tecnécio meta-estável) que possui uma afinidade para se alojar em moléculas existentes no osso que apresentam níveis anormais de mineralização óssea. Como nesta técnica imagiológica a radiação usada para a construção de imagem provém do interior do paciente, classificam-se as imagens obtidas como imagens de emissão [40].

O detetor mais utilizado nos serviços de Medicina Nuclear é a Câmara Gama, muitas vezes chamada de Câmara de cintilação ou Câmara Anger, desenvolvida em 1957 por Hal Anger na Universidade da Califórnia, Berkeley [41]. A Câmara Gama é constituída pelos seguintes componentes: colimador, detetor, processamento de sinal e o ecrã de visualização. Os detetores típicos das Câmaras Gama baseiam-se num cristal cintilador, tipicamente NaI(Tl), ao qual se encontra acoplado um conjunto de tubos fotomultiplicadores (PMTs), com uma resolução espacial da ordem dos 4–5 mm (ver figura 3.1).

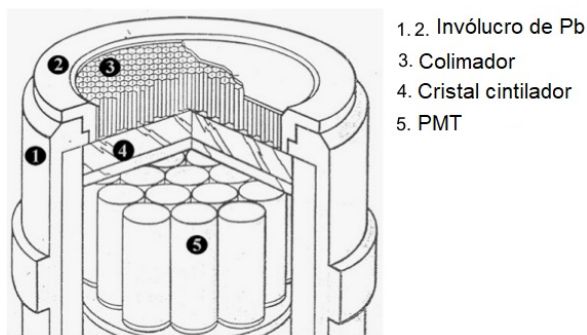


Figura 3.1: Vista em corte de uma Câmara Gama [41].

Apesar da sua vasta utilização em Medicina Nuclear, a Câmara Gama apresenta várias limitações como a pequena quantidade de fótons que chegam ao cristal cintilador, devido à necessidade da utilização de um colimador que produz uma redução de 10^{-4} os fótons que atingem o detetor, pois um colimador mecânico é fundamental, para que a imagem resultante

não seja difusa e impercetível [42]. A figura 3.2 procura mostrar o princípio da colimação. Para além disto, a eficiência do colimador (a razão entre o número de fótons absorvidos e o número de fótons emitidos) diminui à medida que a energia incidente aumenta. Sendo assim, é necessário aumentar a espessura do colimador para limitar os efeitos de dispersão, que tem como consequência a diminuição da sensibilidade do detetor. Sabendo que para elevadas energias as interações por efeito fotoelétrico diminuem, este detetor torna-se ineficiente para energias superiores a 250 keV. Na figura 2.7, observa-se que o efeito de Compton se torna dominante a partir de cerca de 300 keV para o Xénon.

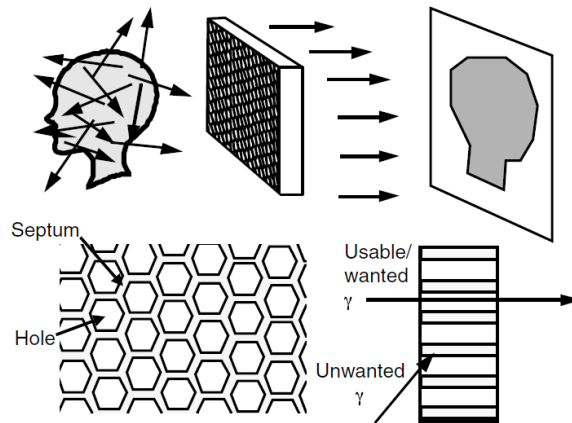


Figura 3.2: Ilustração do princípio de colimação, em que os feixes só passam numa direção. A imagem é projetada no plano do detetor [17].

Em 1974, D.B. Everett propôs pela primeira vez uma Câmara Compton [43] e em 1983 este dispositivo foi adaptado por M. Singh et al. para fins médicos [44]. O novo detetor tira partido da informação resultante do efeito de Compton, pelo que possui intrinsecamente uma colimação eletrónica, evitando assim o uso de um colimador mecânico, pelo que, relativamente à Câmara Gama, permite ser irradiada por um maior número de fótons para a mesma dose administrada [36]. Além disso, abre-se uma oportunidade para o uso de radioisótopos como o ^{131}I ou o $^{113\text{m}}\text{In}$, que no momento não são utilizados devido à limitada eficiência de deteção da Câmara Gama para as suas energias de fótons de 364 keV e 392 keV, respetivamente [42].

As câmaras Compton existentes são geralmente compostas por dois detetores de estado sólido: um detetor de dispersão e um detetor de absorção [45], tal como se observa na figura 3.3. Geralmente são usados detetores de silício para detetor de dispersão devido ao seu baixo número atómico que maximiza a interação por efeito de Compton. Já para o fóton disperso são usados detetores de absorção de iodeto de sódio ou germânio pela sua eficiência de deteção por efeito fotoelétrico [46]. No entanto, estes detetores apresentam um custo muito elevado e uma área de deteção reduzida o que limita a sua utilização [36].

3.1 Fotossensores

Os fotossensores são dispositivos que permitem a deteção de luz. O primeiro fotossensor cujo princípio de funcionamento tira partido do efeito fotoelétrico foi inventado por Elster e Geitel em 1913. E em 1934 H. Iams et al. criaram o primeiro tubo fotomultiplicador (*Photomultiplier tube* (PMT)) [48].

O interior do PMT é constituído por um fotocátodo que converte a luz incidente em eletrões que são orientados para o primeiro dínodo através de um elétrodo de focagem. Os

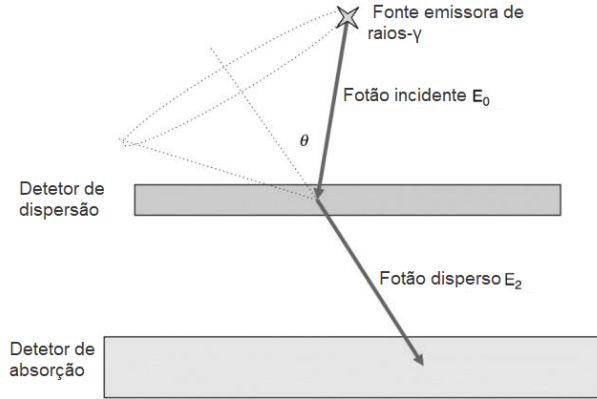


Figura 3.3: Esquema de uma Câmara Compton composta por dois detetores de estado sólido (adaptado de[47]).

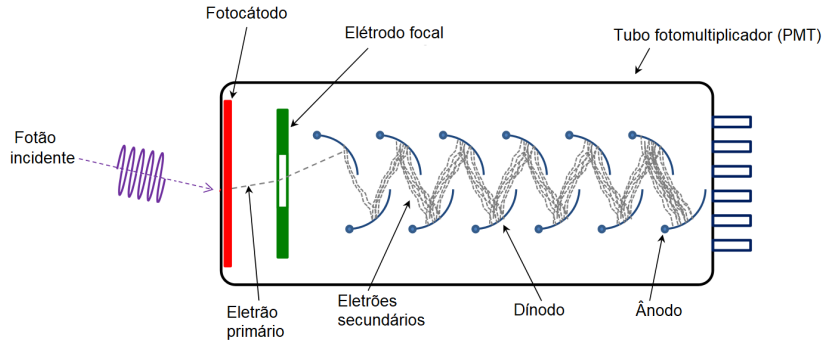


Figura 3.4: Esquema do funcionamento de um PMT [49].

elétrões ao colidirem com o primeiro dínodo produzem uma multiplicação de cargas, que dão origem a elétrões secundários. Este processo de multiplicação, também conhecido como efeito de avalanche pode ser repetido tantas vezes quanto o número de dínodos existentes no interior do tubo. Sendo a carga final recolhida no ânodo [50]. Já o exterior do PMT é geralmente constituído por um tubo de vidro de modo a suportar as condições de vácuo no interior. A existência de vácuo no interior do tubo é essencial para que seja possível provocar a aceleração dos elétrões de baixa energia através da aplicação de um campo elétrico [5].

Existem ainda fotomultiplicadores híbridos (HPD) que contêm um dispositivo semicondutor dentro do tubo de vácuo. Os elétrões emitidos pelo fotocátodo atingem diretamente o semicondutor ou a partir de uma avalanche de fotodíodos (AD) (geralmente díodos de silício), permitindo uma multiplicação eficiente com menos ruído [15]. O funcionamento destes dispositivos encontra-se ilustrado na figura 3.5.

Ao longo dos anos tem havido um grande desenvolvimento de fotomultiplicadores, nomeadamente os gasosos, ao serem acoplados a fotocátodos (principalmente de CsI) já muito testados em experiências de altas energias (como o *COMPASS*[52], ou o *PHENIX*[53]). Recentemente foram desenvolvidas microestruturas como o THGEM (descrito na secção 4.3) [54], o MHSP [55] ou a THCobra [56] descrito na secção 4.3 que para além de detetarem a energia resultante da interação, são ainda capazes de detetar a posição da mesma.

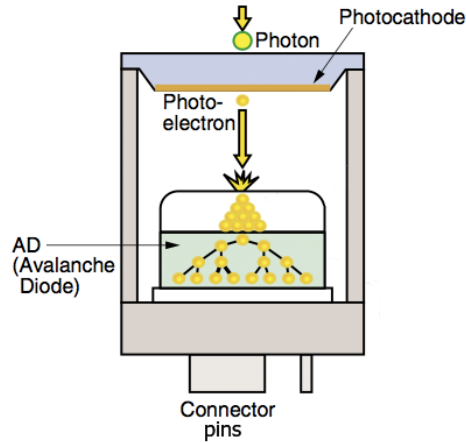


Figura 3.5: Esquema de funcionamento de um fotomultiplicador híbrido HPD (adaptado de [51]).

3.2 Resolução em energia

Uma característica muito importante de um detetor de radiação é a sua resolução em energia [57]. A resolução em energia do detetor permite discriminar eventos que correspondem à energia de interesse, como por exemplo, em diagnóstico de pacientes, permitindo rejeitar eventos que não correspondam à energia da fonte de radiação diminuindo o ruído da imagem. Especificamente na Câmara Compton, a resolução em energia tem um papel preponderante no cálculo dos ângulos das interações por efeito de Compton, sendo que quanto melhor a resolução em energia, maior a exatidão dos cálculos que permitem a reconstrução da imagem tomográfica.

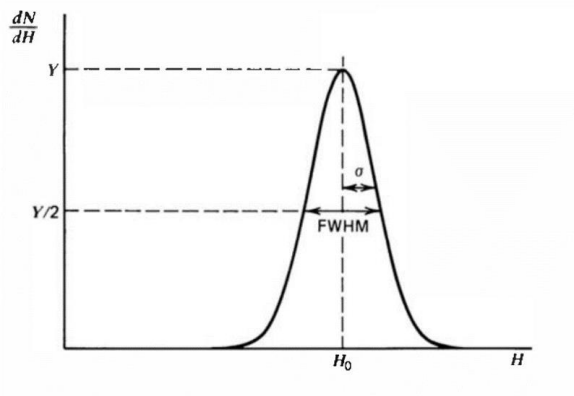


Figura 3.6: Exemplo de um espectro de energia [58].

A resolução em energia é definida pela razão entre a largura a meia altura (*Full Width at Half Maximum* (FWHM)) e o centróide (H_0) e essa relação encontra-se representada na equação 3.1, os parâmetros FWHM estão ilustrados na figura 3.6.

$$R = \frac{\text{FWHM}}{H_0} \quad (3.1)$$

Capítulo 4

Câmara Compton gasosa

4.1 Princípio de funcionamento

Em 1997, Bolozdynya et al. propuseram uma Câmara Compton gasosa denominada SDC (*scintillation drift chamber*) [59]. Este dispositivo para além de detetar a radiação funciona como um multiplicador de luz usando um gás nobre com alta eficiência de cintilação, como o Xe.

Nesta câmara (representada na figura 4.1) existe uma região de deriva/absorção a alta pressão e campo elétrico baixo, onde a radiação γ interage com os átomos do gás e através do efeito de Compton é produzido um eletrão de recuo e um fóton que sofre dispersão. O fóton disperso, se for absorvido no detetor, e o eletrão de recuo ionizam os átomos do gás formando nuvens de eletrões primários (ver secção 2.2). As nuvens de eletrões derivam para uma região de cintilação, através de um campo elétrico mais elevado onde sofrem uma aceleração controlada, adquirindo energia cinética suficiente para excitar os átomos do meio (ver secção 2.3). Após este processo, dá-se a desexcitação dos átomos e consequentemente ocorre a emissão de luz UVV, sendo este processo designado de cintilação secundária ou eletroluminescência (ver secção 2.4). Os fótons UVV resultantes atravessam uma janela e chegam à matriz de PMTs produzindo sinal, o que permite calcular a posição 2D (\mathbf{x}, \mathbf{y}) e a energia de um fóton único. Já a terceira coordenada (\mathbf{z}) é calculada através da expressão $\mathbf{z} \simeq t \cdot v_{dr}$, onde t é a diferença temporal entre os sinais da cintilação primária e da cintilação secundária e v_{dr} é a velocidade dos eletrões na região de deriva que depende do campo elétrico e da pressão do gás [59].

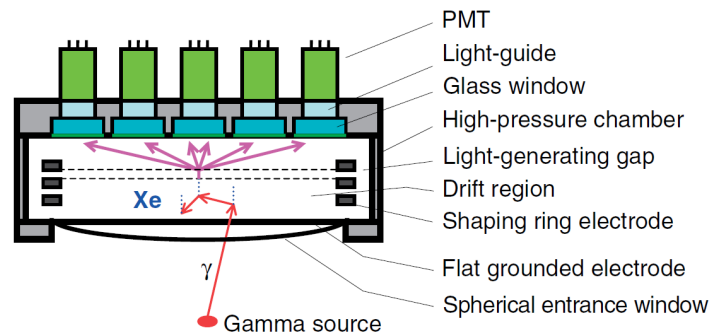


Figura 4.1: Esquema da Câmara Compton de Bolozdynya [59].

4.2 Proposta

O detector proposto baseia-se num cintilador proporcional gasoso e o seu esquema encontra-se na figura 4.2. Tal como no dispositivo de Bolozdynya et al. [46], é composto em duas partes: uma câmara de alta pressão com Xénon e um fotossensor. No entanto, o facto da leitura em posição 2D ser feita a partir de uma matriz de PMTs limita a resolução em posição, sendo esta a principal desvantagem do detector de Bolozdynya et al. [59]. Este trabalho pretende ultrapassar esta limitação ao substituir a matriz de PMTs por um fotossensor gasoso com capacidade de leitura de fóton único UVV e com resoluções em posição na ordem dos $100\ \mu\text{m}$ [18].

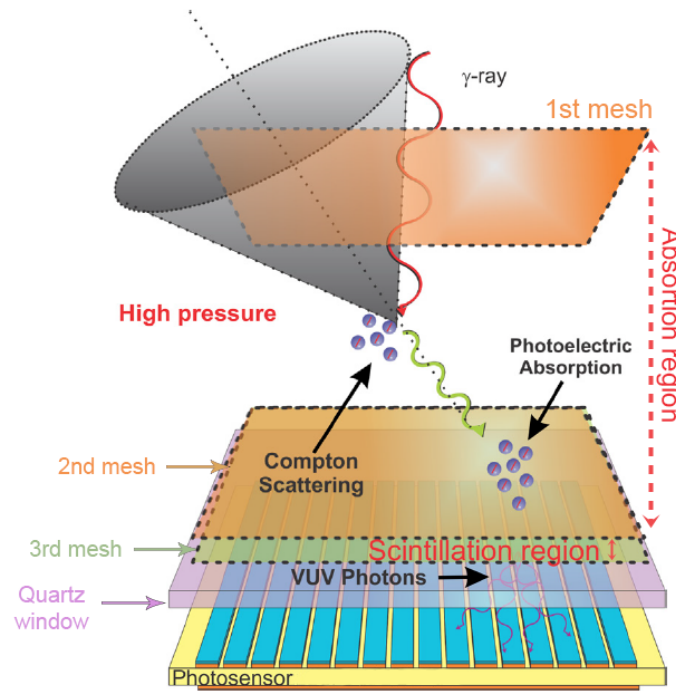


Figura 4.2: Esquema da Câmara Compton proposta [36].

O fotossensor proposto neste trabalho é um fotossensor gasoso cujo gás, Ar/CH_4 % (90/10), se encontra à pressão atmosférica. A luz UVV, proveniente da câmara de alta pressão, atravessa a janela de quartzo (que separa a câmara de alta pressão do fotossensor gasoso) e é então detetada por uma micro-estrutura, que permite reconstruir a posição de interação e a energia do fóton γ .

Para a reconstrução da imagem, a posição de interação dos fótons UVV é medida a partir do centro de gravidade do fotossensor. Para calcular a terceira coordenada e obter as posições tridimensionais, é medida a diferença temporal entre os sinais da cintilação primária e da cintilação secundária, conhecendo a velocidade de deriva do eletrão nas condições de pressão do gás [36].

4.3 Fotossensor gasoso

Neste trabalho o fotossensor tem a seguinte configuração: um THGEM, um segundo THGEM e uma estrutura THCobra, tal como mostra a figura 4.3. No primeiro THGEM, no

qual está depositado um filme, o fotocátodo de CsI, os fotoelétrons gerados serão multiplicados em avalanche numa série de micro-estruturas sendo a carga final recolhida e medida numa estrutura denominada THCobra. O princípio de funcionamento das estruturas encontra-se descrito nos parágrafos seguintes.

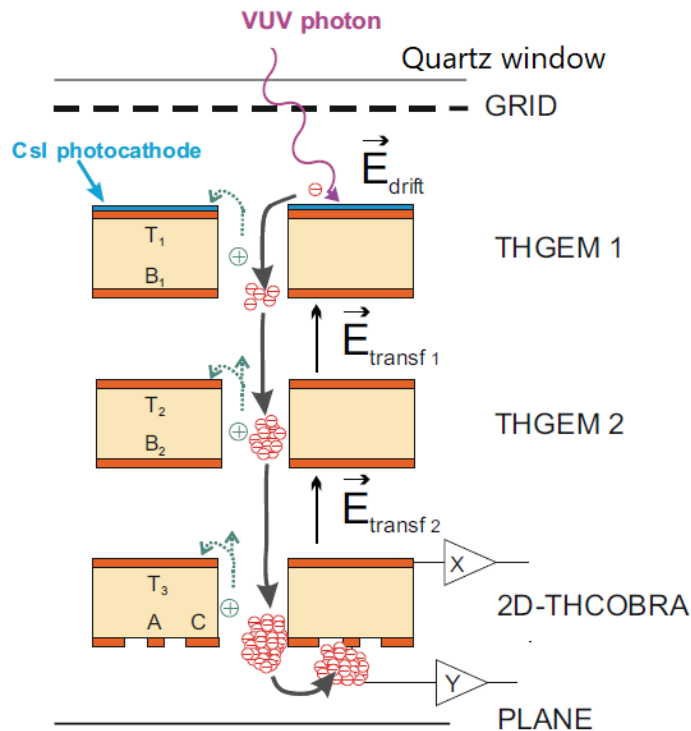


Figura 4.3: Esquema da estrutura do fotossensor [18].

THGEM

O THGEM é um multiplicador de carga de elevado ganho, utilizado em meios gasosos. Recentemente tem sido alvo de grande interesse tecnológico devido à sua simplicidade e robustez. Esta nova estrutura vem substituir as estruturas de cobre com revestimento de *Kapton* por uma placa de circuito impresso (*Printed Circuit Board* (PCB)) ou G10. Na sua fabricação são usadas técnicas industriais de perfuração e de gravação/erosão, fazendo do THGEM um bom candidato para a produção em larga escala, o que contribui para diminuição dos custos de fabricação para estruturas de grandes dimensões.

Uma estrutura THGEM consiste numa PCB com 0,4–1 mm de espessura, onde são perfurados mecanicamente buracos com diâmetro de 0,3–1 mm, com o passo entre buracos de 0,7–1,2 mm. Depois disto, é aplicado um tratamento químico de erosão que remove uma pequena porção de cobre ($\sim 150 \mu\text{m}$) em redor dos buracos formando um aro. O aro, ou em inglês *rim*, tem como função reduzir os eventos de descarga, aumentando a tensão máxima que pode ser aplicada à estrutura [60]. A existência destes aros pode resultar em ganhos máximos dez vezes superiores, relativamente à sua não existência no THGEM [61]. Na figura 4.4 pode-se ver o THGEM em detalhe.

Para operar, o THGEM necessita que lhe seja aplicado uma diferença de potencial entre as suas duas superfícies de cobre, Top (T) e Bottom (B), para que se crie um campo elétrico. Comparativamente com outras estruturas, as dimensões do THGEM são maiores (espessura

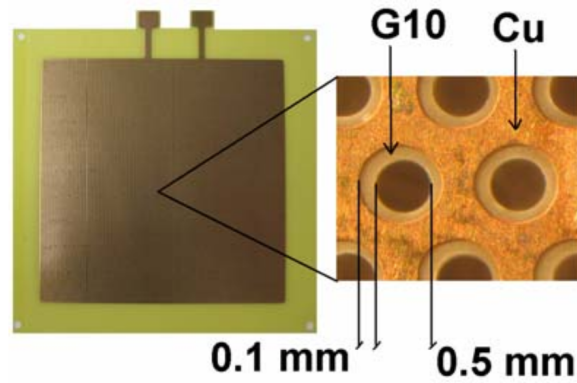


Figura 4.4: THGEM $10 \times 10 \text{ cm}^2$, com espessura de 0,4 mm, diâmetro do buraco de 0,5 mm e a distância entre o centro de dois buracos consecutivos de 1 mm. A foto ampliada mostra os aros em volta dos buracos com espessura de 0,1 mm [60].

e diâmetro dos buracos é maior), o que faz com que seja necessário aplicar maiores tensões para obter o mesmo ganho na multiplicação de cargas. Devido à maior dimensão dos buracos, resulta um transporte eficiente dos elétrons e o efeito avalanche pode chegar a multiplicações de carga de cerca de 10^7 [60] utilizando a configuração de dois THGEM (tal como neste trabalho).

A eficiência do THGEM depende das limitações impostas no detetor, como a sua estrutura interna e a escolha do gás. Tal como se pode constatar na figura 4.5, o Ne é o gás que apresenta maior ganho efetivo e o uso de dois THGEMs aumenta significativamente esse mesmo ganho.

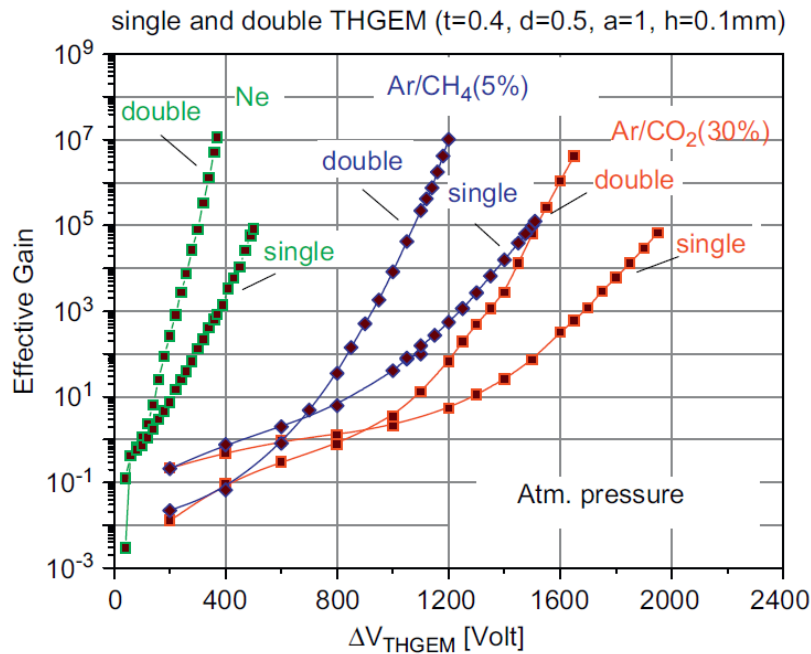


Figura 4.5: Comparação entre curvas de ganho usando estruturas de um e dois THGEMs, para diferentes gases [62].

Os THGEMs para além de terem um processo de fabrico que permite a sua personalização

em dimensão, têm ainda a vantagem de poderem operar em praticamente todos os gases, incluindo gases nobres, com pressões desde 1 mbar a alguns bars [60]. No entanto, acima de alguns bar o seu uso torna-se impraticável, pois é necessário aumentar a tensão nas estruturas, o que leva a que seja atingido o limiar de descarga.

THGEM a operar como fotossensor

Como se pode verificar na figura 4.6, sobre o elétrodo superior (T ou Top) do THGEM1 deposita-se um fotocátodo de CsI, cuja função se encontra explicada na secção 2.6. Cria-se um campo elétrico com sentido da grelha (*mesh*) para o elétrodo superior, através de uma diferença de potencial entre V_M e V_T , para que esse fotoeletrão libertado não seja recapturado no fotocátodo (embora dependendo do valor deste campo, pode verificar-se essa captura). Além disso, aplica-se um potencial V_B superior a V_T , de modo a criar um forte campo elétrico no interior dos buracos, para que o fotoeletrão atravessasse o buraco do THGEM e possa sofrer multiplicação de carga, criando uma avalanche de eletrões.

Após a extração dos eletrões do interior dos buracos, existe um campo elétrico entre o elétrodo inferior (B ou Bottom) do THGEM e o elétrodo superior de um segundo THGEM (THGEM2), que deriva a nuvem de eletrões em direção ao buraco do THGEM2 para que ocorra novamente multiplicação de cargas.

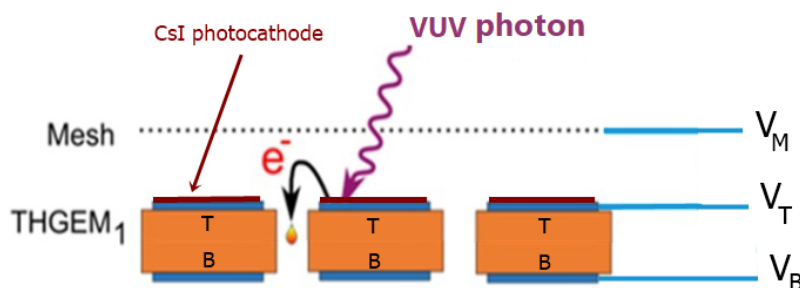


Figura 4.6: Esquema de funcionamento do THGEM como fotossensor [63].

THCobra

A estrutura *THick-Cobra* (THCobra) é o resultado da combinação de outras duas microestruturas já desenvolvidas: o THGEM [54] e a MHSP [55], combinando as vantagens das duas: a robustez e o baixo custo do THGEM, bem como os dois estágios de multiplicação da carga e discriminação da posição da MHSP. A figura 4.7 mostra a estrutura THCobra em detalhe.

O princípio de operação da THCobra é apresentado na figura 4.8. O eletrão é transferido do elétrodo Bottom do THGEM2 em direção ao elétrodo Top da THCobra onde é guiado para os buracos na estrutura da THCobra, a partir de um campo elétrico entre o cátodo e o topo da estrutura, V_{ct} . Aí ocorre uma multiplicação de carga, formando-se uma avalanche de cargas que é extraída dos buracos para o ânodo, onde existe um segundo campo elétrico (entre as fitas do ânodo e do cátodo), V_{ac} , campo elétrico esse que provoca uma segunda multiplicação de carga [37][64].

A THCobra permite a aquisição das posições, pois esta estrutura possui duas fitas resistivas ortogonais, uma ligada às fitas do ânodo e outra ligada às fitas do Top. O sinal é recolhido nestas fitas resistivas, sendo a posição detetada a partir do Princípio da Divisão de Carga [65], tal como ilustra a figura 4.9 [66].

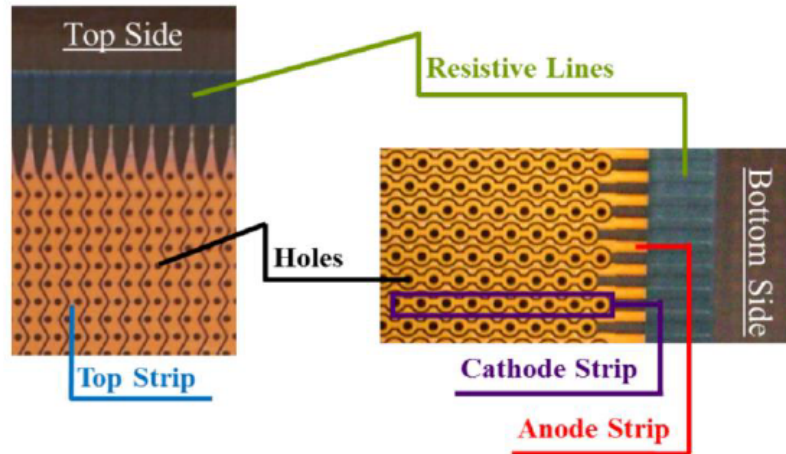


Figura 4.7: Fotografia da estrutura THCobra onde é possível ver as linhas resistivas, os buracos, e as tiras do topo, do cátodo e do ânodo [64].

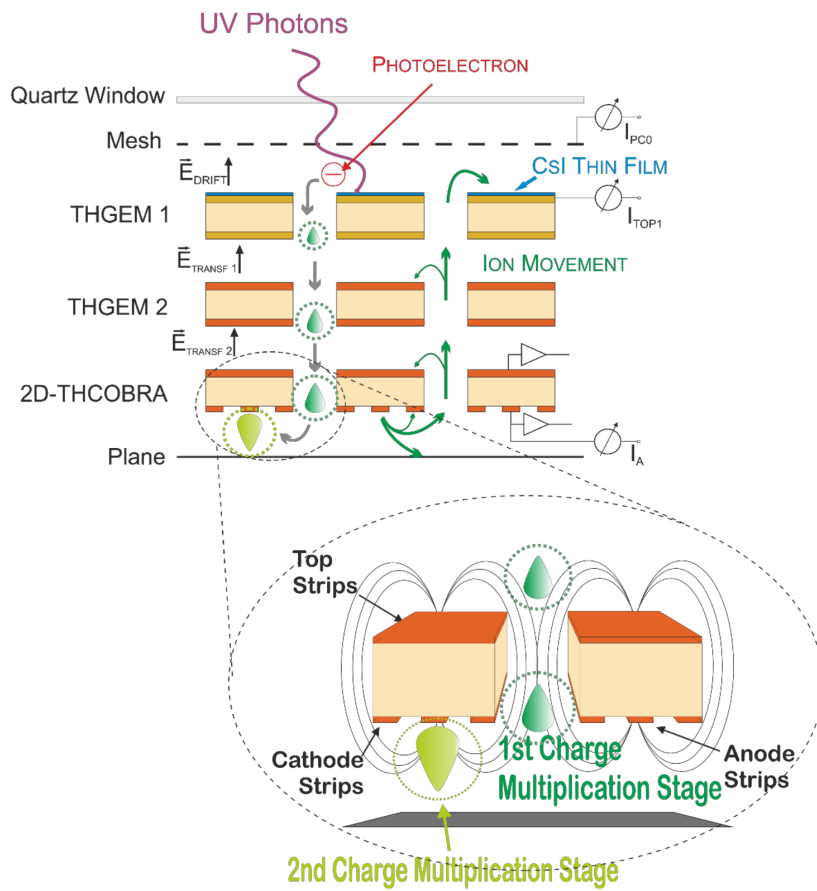


Figura 4.8: Esquema do princípio de operação da THCobra [19].

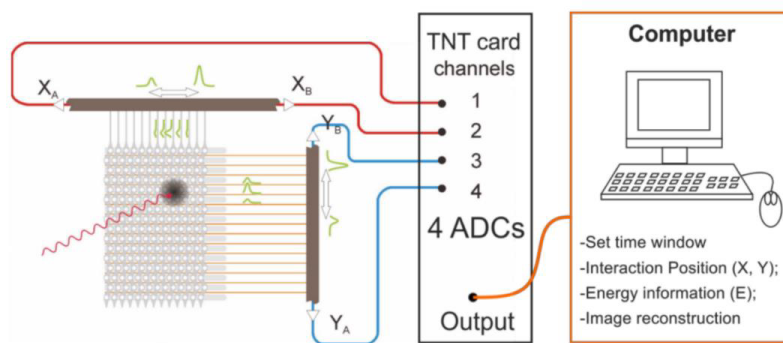


Figura 4.9: Esquema do princípio operacional para a aquisição de imagens 2D [66].

Argon/ CH_4

Os fotoelétrons emitidos num meio gasoso podem retornar ao fotocátodo, efeito *backscattering*. Este efeito, que depende do comprimento de onda, do tipo de gás e do campo elétrico, reduz a transmissão (eficiência de extração) dos fotoelétrons para o THGEM, diminuindo a extração efetiva dos fotoelétrons comparativamente com vácuo. O efeito é particularmente significativo nos gases nobres devido à elevada taxa de colisões elásticas a baixas energias. Para aumentar a taxa de transmissão, geralmente adicionam-se moléculas poliatômicas ao gás, como CH_4 , pois com o impacto dos elétrons nestas moléculas, aumenta o número de excitações vibracionais e rotacionais que se sobrepõem aos efeitos das colisões elásticas, reduzindo a energia do fotoelétrão.

A figura 4.10 mostra a relação entre a eficiência de extração dos fotoelétrons do CsI dependendo do campo de deriva aplicado, para diferentes gases. Observa-se que o Ne/CH_4 (90/10) apresenta uma boa eficiência de extração em função do campo de deriva, bem como um elevado ganho para baixas tensões (figura 4.11).

O Ne/CH_4 (90/10) é um bom candidato para ser usado como gás na câmara onde se encontra o fotossensor. No entanto, o preço do Ne no mercado tem vindo a aumentar imenso nos últimos anos, o que impede o uso deste gás em modo de fluxo. Assim, neste trabalho optou-se pela mistura Ar/CH_4 (90/10) porque a câmara do fotossensor não está preparada para um circuito fechado.

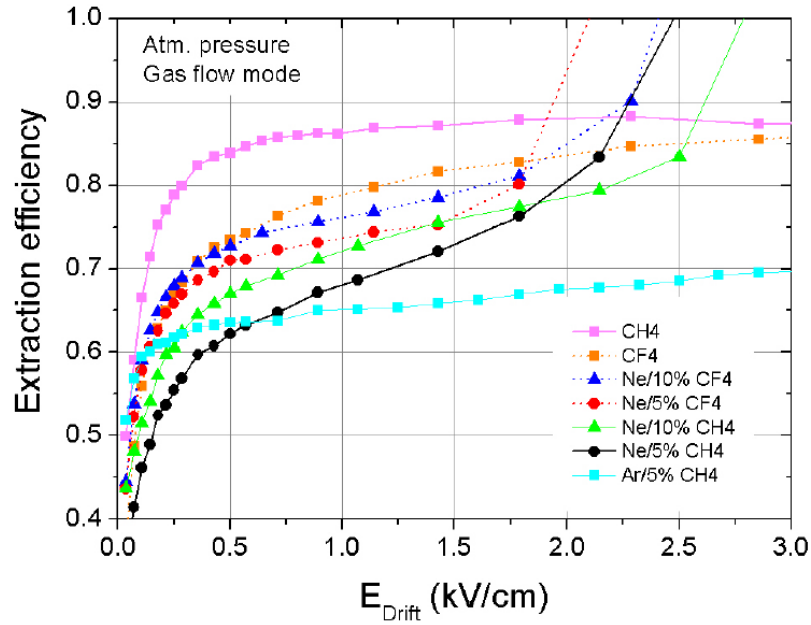


Figura 4.10: Eficiência de extração fotoelétrica do CsI para CH_4 , CF_4 , Ne/CF_4 , Ne/CH_4 e Ar/CH_4 , em função do campo de deriva [67].

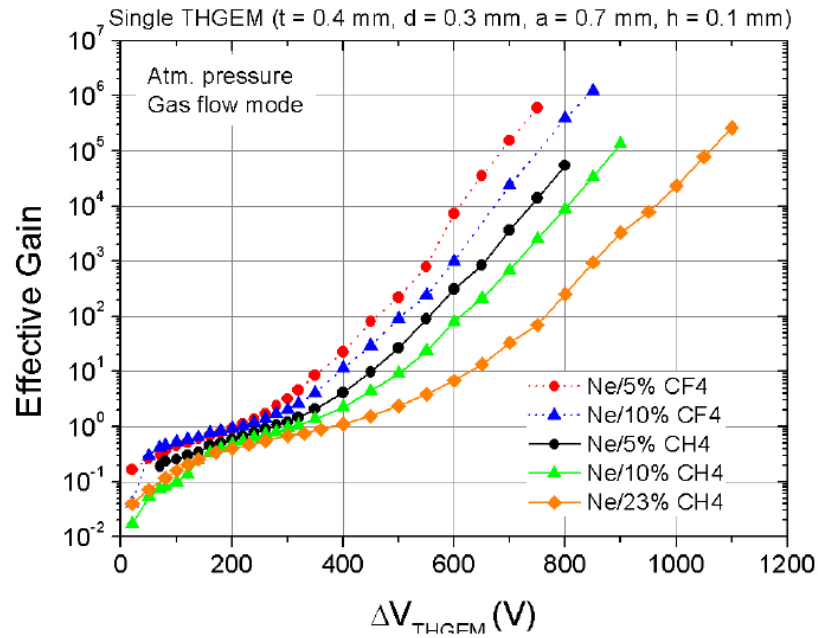


Figura 4.11: Curvas de ganho para um THGEM, medido com fótons UV em modo corrente, em misturas de Ne/CH_4 e Ne/CF_4 , no THGEM foi depositado um fotocátodo de CsI, irradiado por luz UV [67].

Capítulo 5

Descrição experimental e resultados

5.1 Descrição do detetor

As partes que constituem este detetor encontram-se descritas no capítulo 4.

A câmara de alta pressão do detetor é constituída por duas regiões, a de deriva/absorção e a de cintilação. A região de deriva tem profundidade de 4,2 cm e diâmetro de 18 cm. A radiação é absorvida nesta região onde é aplicado um campo elétrico baixo de forma a derivar a nuvem de elétrons primários para a região de cintilação. Esta região é composta por um divisor de tensão composto por 5 anéis de cobre e uma cadeia resistiva (5 resistências em série de $100\text{ M}\Omega$ e uma resistência em paralelo ligada à terra, com valor de $1\text{ G}\Omega$). Para além disto, no interior dos anéis, existe um revestimento de *teflon* para que a luz UVV gerada nesta região não seja absorvida pelas paredes do detetor e consequentemente seja refletida, aumentando o número total de fótons detetados. A figura 5.1 mostra a estrutura do detetor [68]).

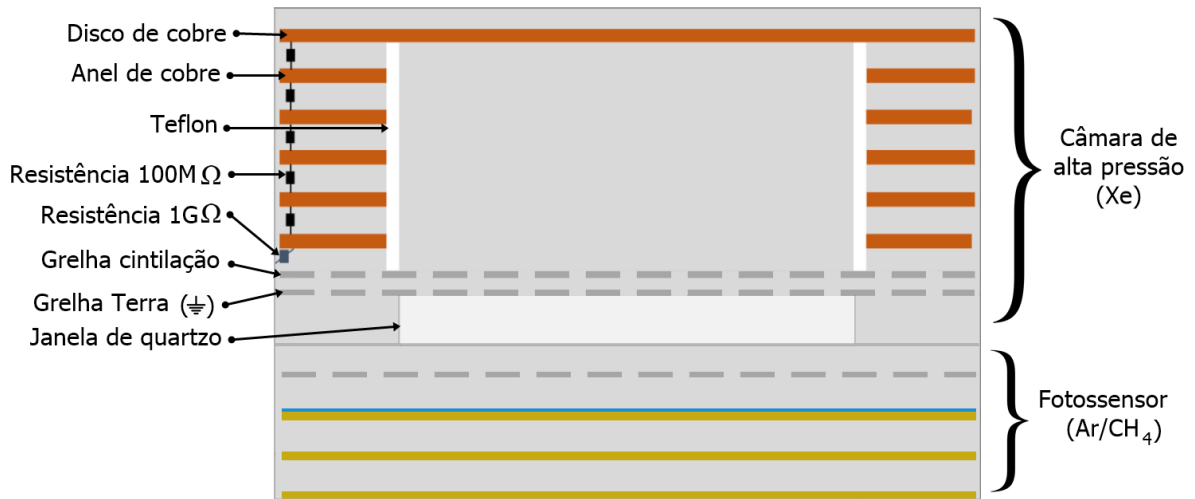


Figura 5.1: Esquema do interior do detetor (adaptado de [68]).

O disco superior da zona de deriva possui orifícios que aumentam a circulação interna do gás, podendo ser observado na fotografia da figura 5.2. Já a região de cintilação tem uma

profundidade de 0,4 cm e diâmetro de 18 cm. O campo elétrico nesta região é mais elevado e mantém-se entre o limiar de excitação e o limiar de ionização de modo a garantir que a amplificação por luz é linear, $1 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ e $6 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$, respetivamente para o Xe. A região de deriva e a região de cintilação estão separadas por uma grelha de aço inoxidável de $80 \mu\text{m}$ de diâmetro e o passo da malha é de $400 \mu\text{m}$.

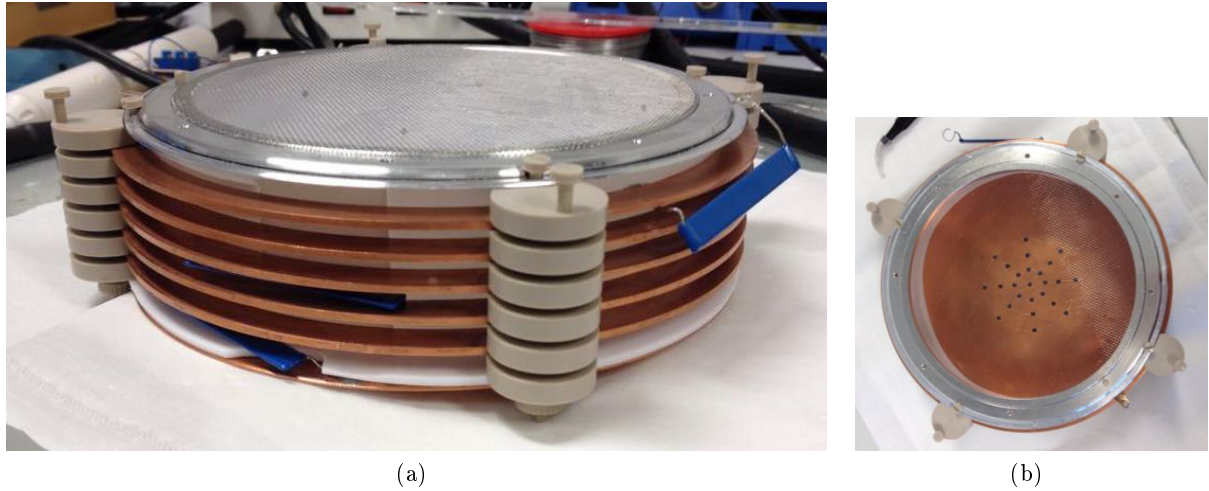


Figura 5.2: A região de deriva onde é visível a grelha que separa as duas regiões (grelha de cintilação). Os componentes encontram-se rodados a 180° na vertical. (a) Vista lateral onde são visíveis os vários anéis e algumas resistências bem como o teflon colocado no interior. (b) Vista superior com o disco de cobre da zona de deriva [17].

A polarização do cátodo (disco de cobre) e da grelha de cintilação é realizada de forma independente através de fontes de tensão *Heinzinger PNChp 30000-2ump*.

A região de cintilação é ainda delimitada por uma grelha idêntica à grelha de cintilação mas polarizada diretamente à terra.

Após a grelha de terra, encontra-se uma janela de quartzo *Spectrosil B* com diâmetro 12 cm e espessura de 1,4 cm que separa a região de alta pressão do fotossensor, como se pode observar na figura 5.3. A câmara de alta pressão foi previamente montada, evacuada e de imediato pressurizada a 3 atm com Xe puro proveniente de uma garrafa acoplada ao sistema. O detetor possui um sistema de purificação por convecção do gás constituído por *getters SAES ST707/WASHER/833*. As *getters* foram previamente ativadas por mangas de aquecimento e são mantidas a cerca de 200°C , temperatura essa que é controlada por um controlador de temperatura. Na figura 5.4 é possível observar o sistema de vácuo e sistema de enchimento da Câmara Compton.

Numa fase inicial deste trabalho, como já foi referido, o fotossensor teve como leitor eletrónico de posição e energia uma *THCobra*, no entanto, devido à degradação desta durante o período de testes, resolveu utilizar-se outra estrutura como *Readout*, constituída por *kapton* e cobre.

Este leitor é um simples *Readout* de linhas ortogonais (um conjunto de linhas para cada coordenada) em que, à semelhança da *THCobra*, as linhas são interligadas por uma fita resistiva. Um fator que condicionou este trabalho foi o facto das dimensões do *Readout* serem $5 \times 5 \text{ cm}^2$, mais pequeno que o necessário, uma vez que a *THCobra* e as *THGEMs* têm dimensões de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Uma fotografia do *Readout* pode ser vista na figura 5.5.

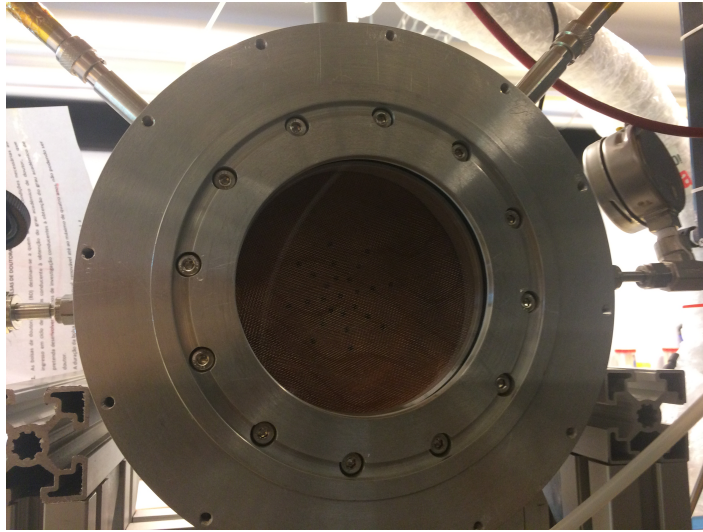


Figura 5.3: Fotografia da parte traseira da câmara de alta pressão onde se pode observar, embora não de forma clara, a janela de quartzo *Spectrosil B*.

5.1.1 Deposição do fotocátodo

A técnica de deposição do fotocátodo escolhida foi a técnica de deposição por evaporação térmica (TE), explicada no capítulo 2. Para a deposição do fotocátodo, utilizou-se a câmara de evaporação que se encontra na figura 5.6. Esta TE é feita em vácuo, sendo que o sistema de vácuo é constituído por uma bomba de vácuo rotativa e uma turbomolecular. O vácuo primário é feito através da bomba rotativa e é mantido até a pressão do sistema se encontrar a aproximadamente 10^{-2} mbar. Após ser atingida essa pressão é ligada a bomba turbomolecular, até que um vácuo da ordem de 10^{-6} mbar seja atingido.

Inicia-se o processo de deposição através do pré-aquecimento da barquinha de tungsténio, por efeito de Joule, aplicando uma corrente de cerca de 30 A durante alguns minutos. Após este processo, aplica-se uma corrente de cerca de 60 A e inicia-se a evaporação do CsI. A velocidade com que ocorre a deposição do fotocátodo é controlada através da variação da corrente, sendo que esta velocidade é de cerca de 40 \AA/s . Quando o fotocátodo atinge uma espessura de cerca de 500 nm, conclui-se o processo de deposição através da interrupção da corrente. Na figura 5.7 podem observar-se detalhes do processo de deposição.

Após a deposição do fotocátodo, procede-se ao enchimento da câmara de evaporação com Ar/CH_4 (90/10), assim é possível abrir a câmara de evaporação e montar a estrutura THGEM+CsI no fotossensor, para depois ser acoplada ao detetor. Este processo demorou menos de 10 minutos e portanto a exposição ao ar (com humidade) não é significativo para a degradação da eficiência quântica do fotocátodo (ver secção 2.6.1).

5.1.2 Admissão e purificação do gás

Depois da montagem do fotossensor no detetor, inicia-se o fluxo de gás na zona do fotossensor o mais rapidamente possível, de modo a diminuir a exposição do fotocátodo à humidade. Após algumas horas em fluxo elevado (200 ml/min.), reduz-se o fluxo do gás para 20 ml/min.

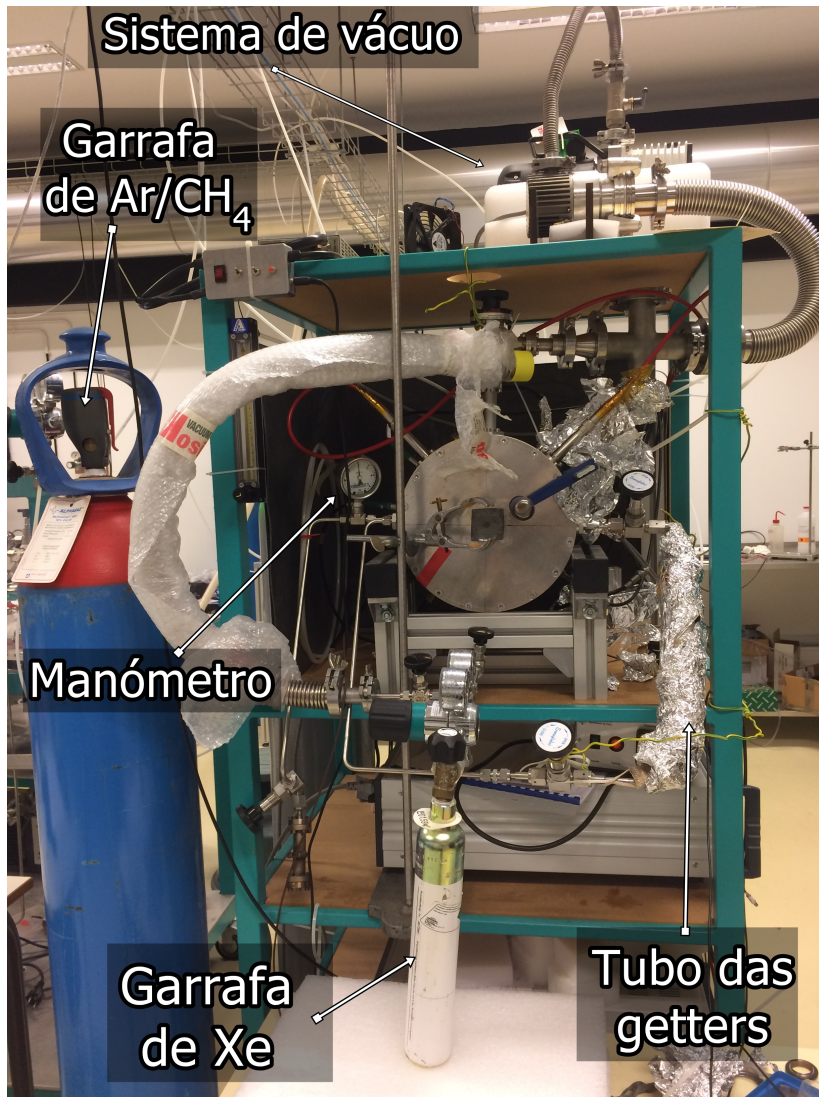


Figura 5.4: Sistema de vácuo e sistema de enchimento da Câmara Compton.

5.1.3 Eletrônica associada

Tratamento analógico dos sinais

Para a polarização dos elétrodos do fotossensor foram utilizados dois módulos de alimentação de alta tensão (*V6521 VME HV Power Supply Module*), que permitem aplicar diferentes tensões (12 no máximo) nos diversos elétrodos do fotossensor, como ilustra a figura 5.8, sendo que a polarização das tensões aplicadas é negativa. As altas tensões necessárias para polarizar o fotossensor são previamente filtradas à entrada (com exceção dos ânodos), por um filtro RC *passa baixo* com uma resistência de $10\text{ M}\Omega$ e um condensador de $6,8\text{ }\mu\text{F}$, de forma a reduzir o *ripple* das fontes, minimizando o ruído à saída do detector.

A carga proveniente de cada um dos lados das fitas resistivas é convertida num sinal em tensão por pré-amplificadores *Cremat CR-110*. Os sinais do pré-amplificador são monitorizados num osciloscópio, de modo a ser feita uma avaliação, qualitativa, da amplitude do sinal, da relação sinal-ruído e se todos os canais estão em coincidência.

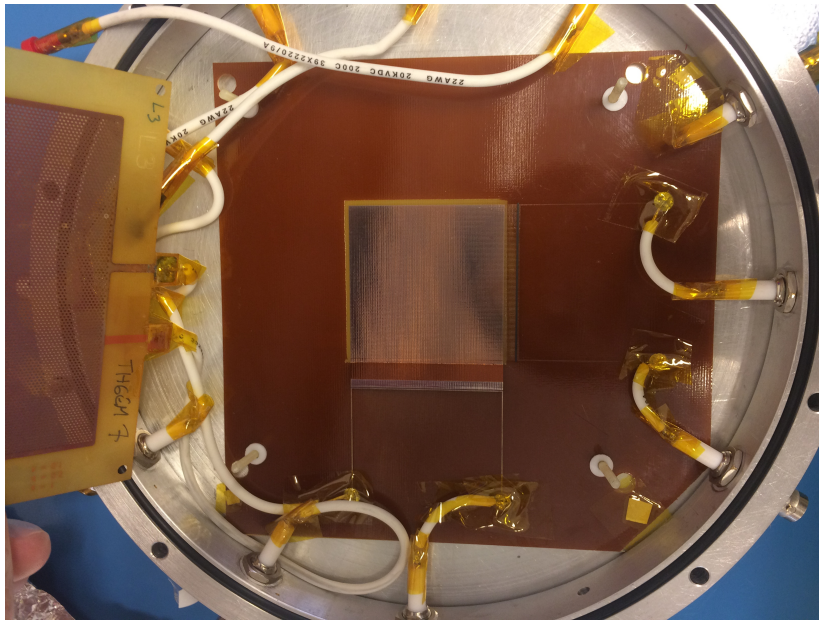


Figura 5.5: *Readout* utilizado neste trabalho.

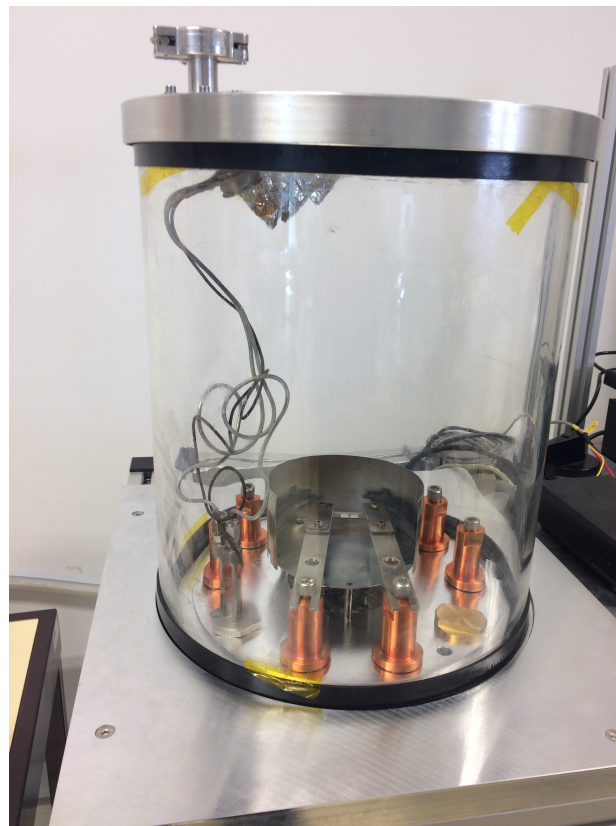


Figura 5.6: Câmara de evaporação onde se procedeu à deposição do fotocátodo.

Tratamento digital dos sinais

Um dos objetivos deste trabalho é estudar 4 sinais em coincidência no tempo, com relógios sincronizados e com capacidade de guardar a informação relativa ao instante em que cada

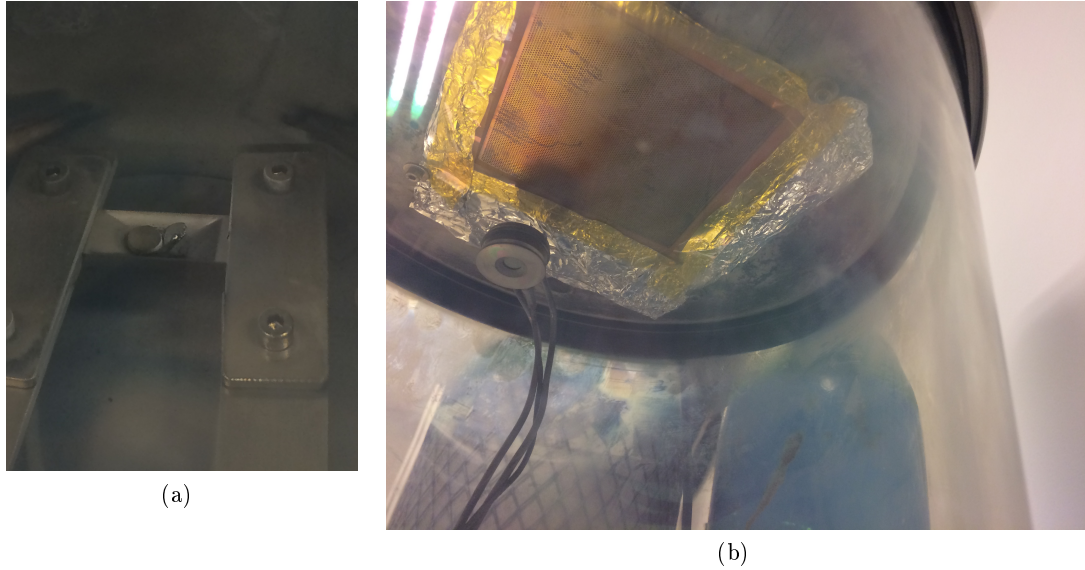


Figura 5.7: Detalhes da câmara de evaporação durante o processo de deposição do fotocátodo. (a) Barquinha de W e duas pastilhas de CsI. (b) Deposição do fotocátodo no THGEM.

evento é detetado em cada um dos 4 canais. Para tal, utilizou-se um conversor analógico-digital (ADC), *CAEN V1724*, com 14 bits de resolução, oito entradas analógicas e capacidade de formatar o sinal proveniente do pré-amplificador. Através do (ADC) *CAEN V1724* e utilizando o software *CoMPASS/Readout Software for Physics Applications*, é possível obter os espectros dos canais em coincidência.

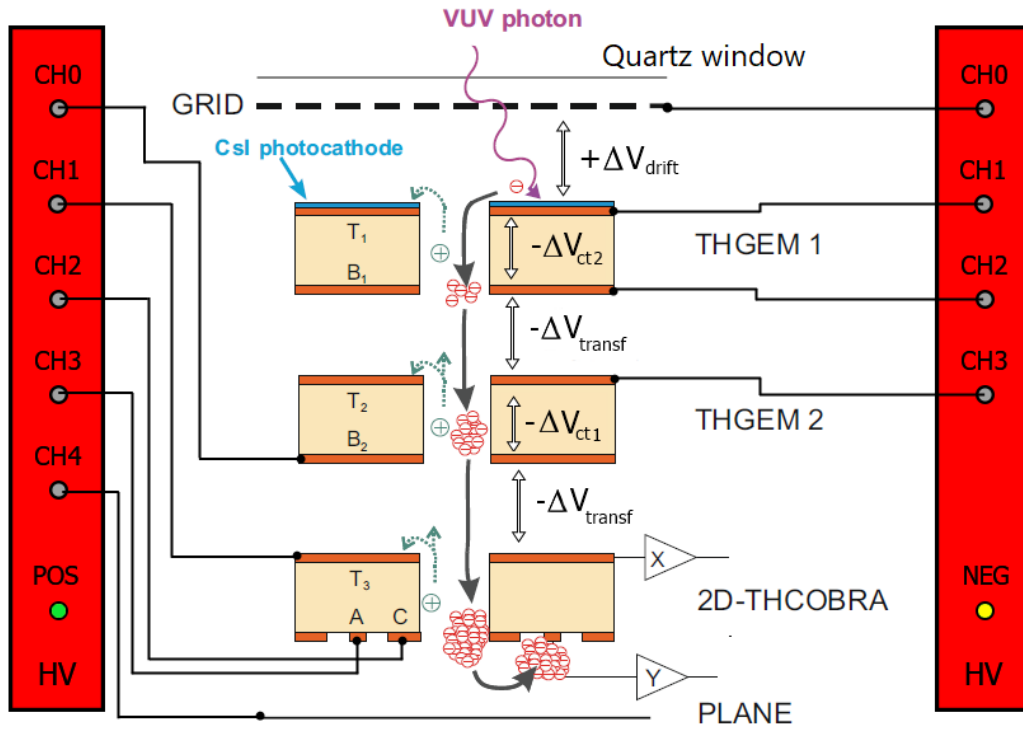
5.2 Estudos realizados

Nos estudos realizados o fluxo do Ar/CH_4 % (90/10) no fotossensor foi mantido a 20 ml/min e à pressão atmosférica. A fonte de radiação utilizada foi ^{241}Am , cujo valor da energia da emissão de radiação γ é 59,6 keV. Usou-se um colimador de chumbo com um furo de 1 mm de diâmetro para colimar, ou seja, obter um feixe paralelo da radiação emitida pela fonte. Fizeram-se estudos em coincidência de 4 canais, para uma janela de coincidência de $5 \mu\text{s}$. Estes estudos foram realizados em duas partes distintas, onde a primeira parte é referente ao fotossensor e a segunda à câmara de alta pressão. No que diz respeito ao fotossensor, foram realizados estudos em que este apresenta uma THCobra (aparato experimental na figura 5.8 (a)) e estudos em que o fotossensor apresenta um *Readout*, (aparato experimental na figura 5.8 (b)).

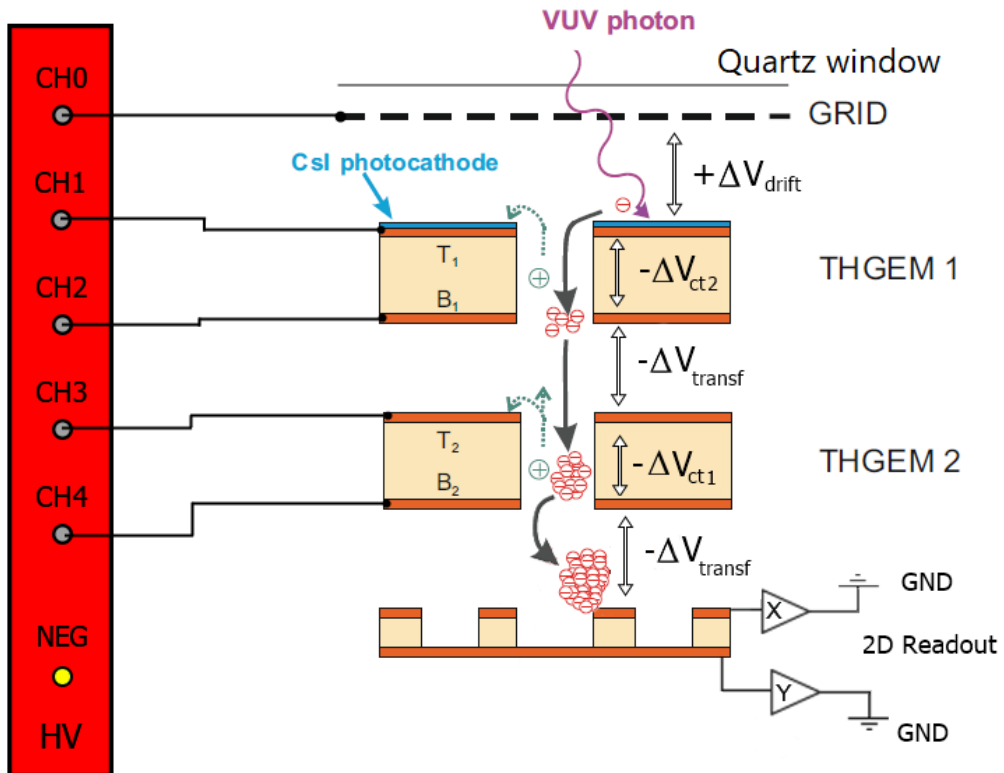
O valor de amplitude e resolução dos sinais foi obtido através do ajuste de uma função gaussiana ao pico de absorção total correspondente aos 59,6 keV do ^{241}Am . O valor da amplitude e da resolução em energia foi calculado através de um programa de *Matlab*. A amplitude é dada pelo valor do centróide e a resolução em energia pela equação 3.1.

Na figura 5.9 pode-se observar um espectro típico de amplitude de ^{241}Am , onde é possível observar para além do pico de absorção total, também os picos de escape $k\beta$ e $k\alpha$. Na figura 5.9 está ainda representada a função gaussiana e o respetivo fundo considerado.

Durante a aquisição de dados descobriu-se um problema com o software/firmware do ADC da *CAEN* que inviabiliza a aquisição direta dos eventos em coincidência de 4 canais, pelo que foi necessário criar um segundo programa para filtrar a informação vinda do software



(a)



(b)

Figura 5.8: Esquema do interior do fotossensor e as diferentes tensões aplicadas a cada uma das estruturas, bem como as polarizações das fontes (POSITIVA e NEGATIVA). Usando (a) THCOBRA e (b) *Readout*.

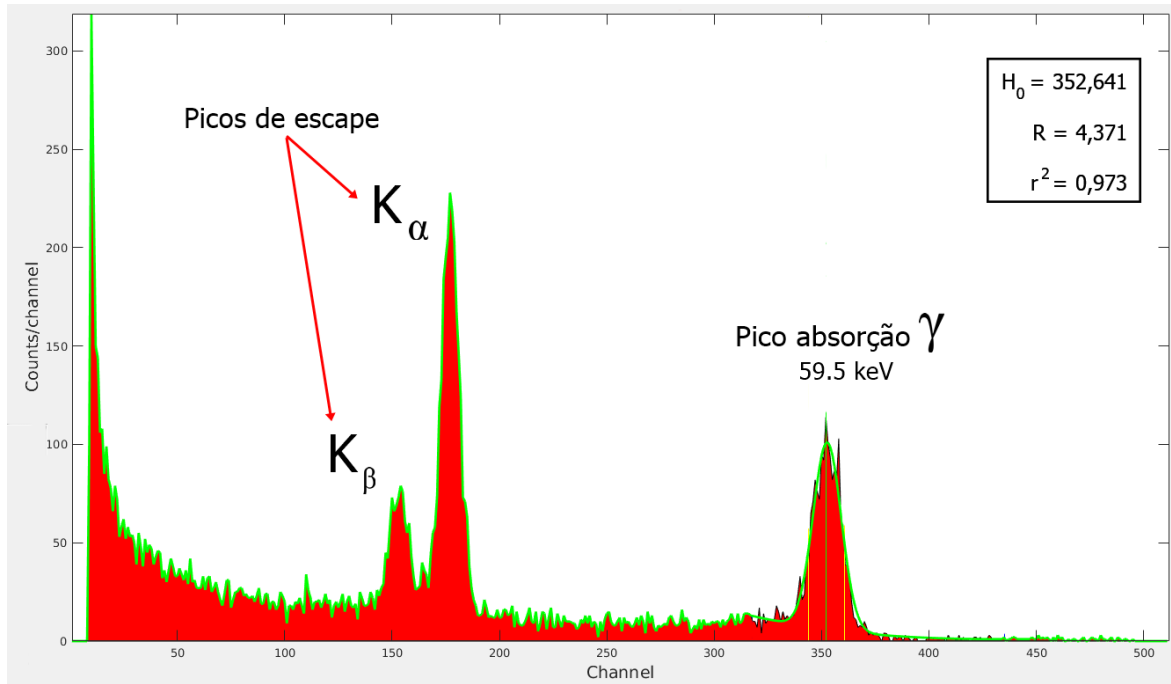


Figura 5.9: Espectro de amplitudes do ^{241}Am , com ajuste de curva gaussiana.

CoMPASS.

Todos os estudos foram realizados até atingir o limiar de descargas e os seus resultados são apresentados em função do campo elétrico e em função do campo elétrico reduzido.

5.3 Resultado obtidos

Neste estudo as tensões na câmara de alta pressão foram mantidas constantes, $V_{deriva} = -6000 \text{ V}$ ($E/p_{deriva} \simeq 0,63 [\text{V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}]$) e $V_{cint} = -4000 \text{ V}$ ($E/p_{cint} \simeq 4,39 [\text{V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}]$).

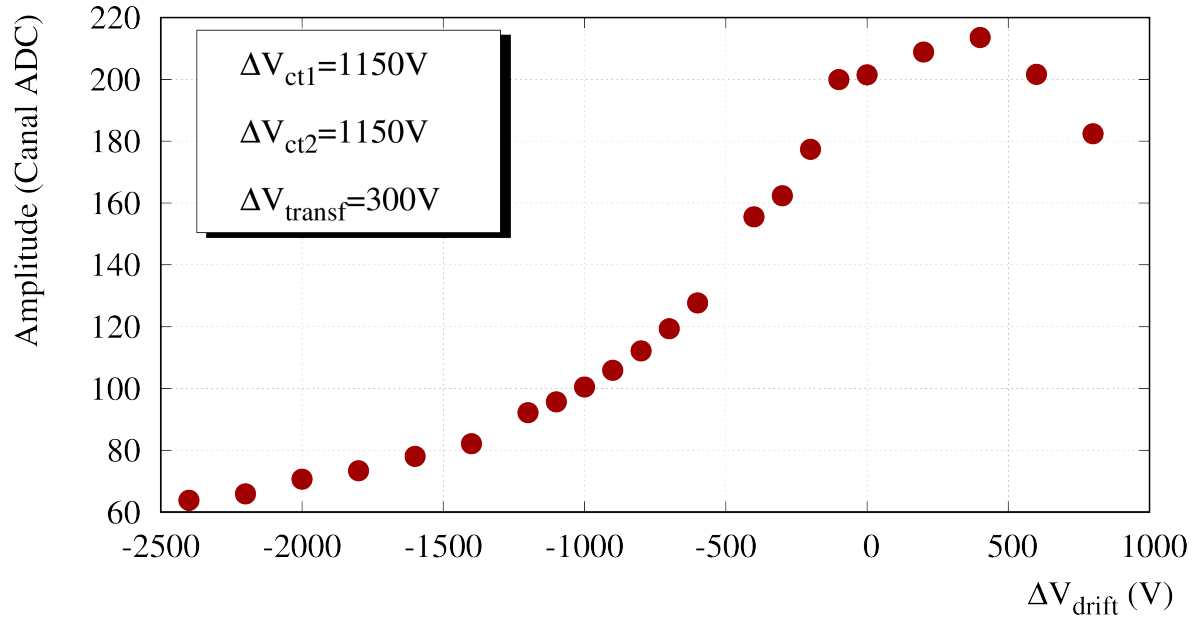
5.3.1 Fotossensor com THCobra

Estudo da amplitude e resolução do sinal em função da tensão de deriva na região do fotocátodo

Neste estudo efetuaram-se medidas da amplitude e da resolução em função de ΔV_{drift} , apresentados na figura 5.10.

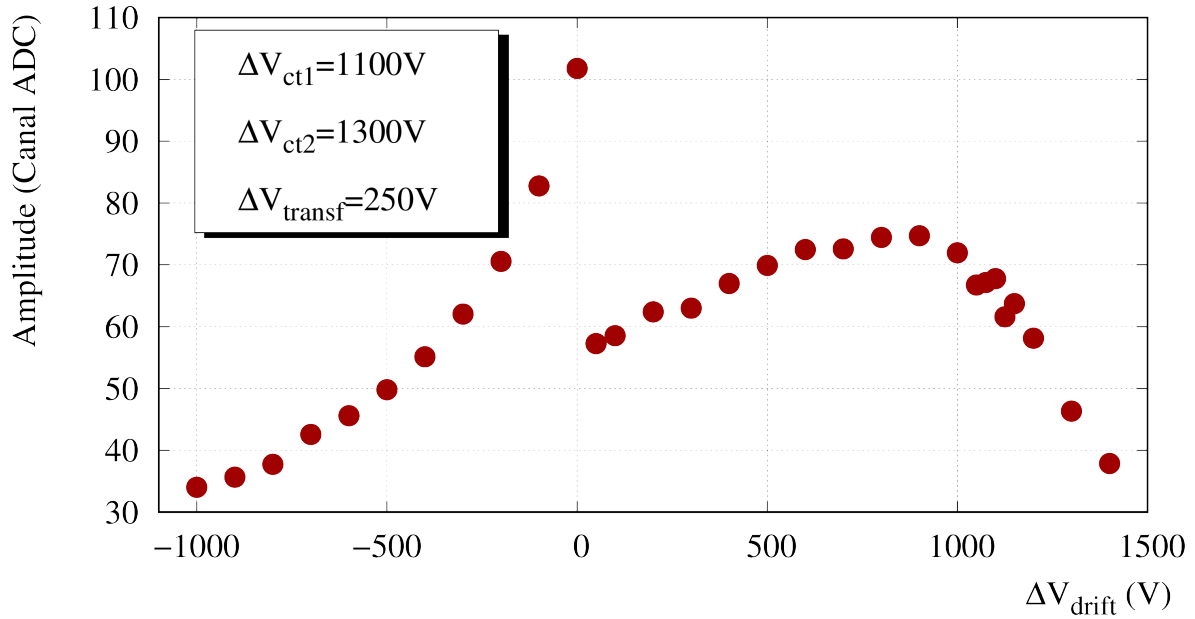
A THCobra foi polarizada com as seguintes tensões: entre o eletrodo Top e o cátodo, $V_{ct} = 950 \text{ V}$, entre o cátodo e o ânodo da THCobra, $V_{ac} = 300 \text{ V}$ e um plano de indução a 850 V . Os resultados do estudo encontram-se representados nas figuras 5.10 (a) e (b).

No gráfico da figura 5.10 (a) observa-se que a amplitude do sinal aumenta com o aumento de ΔV_{drift} , até que se atinge o máximo quando $\Delta V_{drift} = 400 \text{ V}$. No caso de ΔV_{drift} negativo, o que significa que o campo elétrico tem a direção da grelha para o topo do THGEM, sendo assim, os elétrons são direcionados para a grelha e não para o fotocátodo, o que não favorece a recolha de elétrons e consequentemente resulta numa baixa amplitude do sinal. À medida que o campo elétrico negativo diminui, a amplitude aumenta até se verificar um máximo por

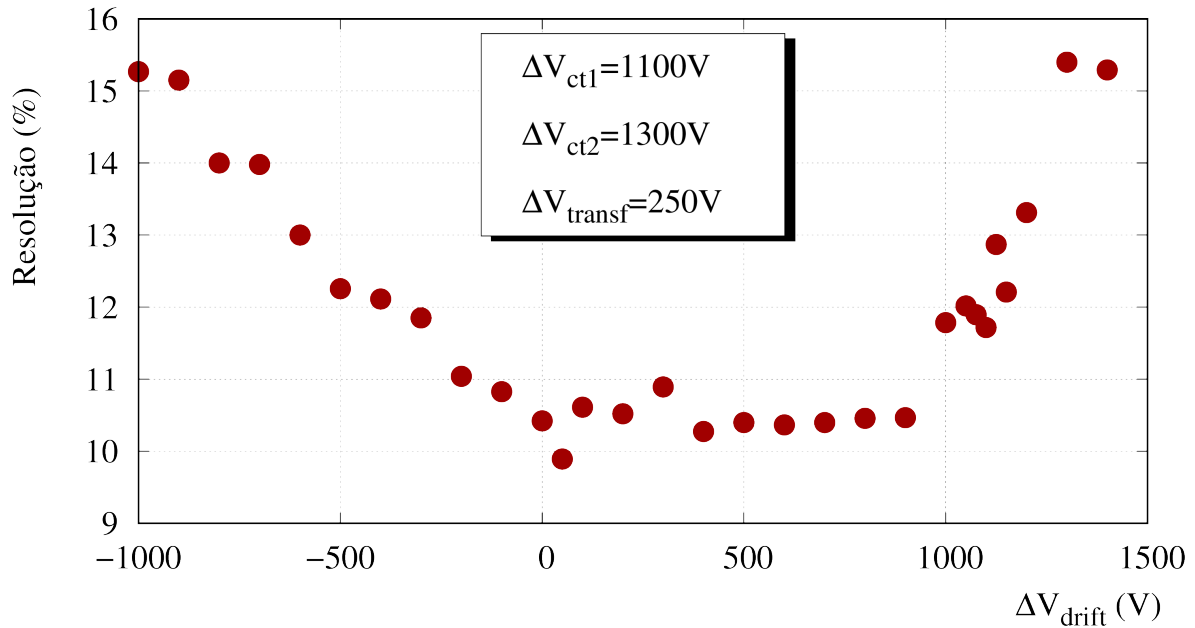


(a)

feito com a THCobra, ou seja realizaram-se medições da amplitude e da resolução em função de ΔV_{drift} , embora com uma diferente variação de valores de ΔV_{drift} e com maior resolução em torno de 0 V. Este estudo encontra-se representado na figura 5.11.



(a)



(b)

Figura 5.11: (a) Amplitude e (b) Resolução em energia em função de ΔV_{drift} , para o *Readout*.

Na figura 5.11 (a), à semelhança da 5.10 (a) é possível observar novamente o aumento da amplitude do sinal à medida que se diminui a diferença de potencial. Contudo, neste estudo é possível observar claramente o efeito da inversão do campo na região de deriva que ocorre, como era expectável, a uma diferença de tensão próxima do campo nulo estando de acordo com estudos similares [69].

No gráfico da figura 5.11 (b) observa-se que a resolução melhora de $\Delta V_{drift} = -1000$ V

até $\Delta V_{drift} = 0$ V. Neste ponto a resolução atinge um *plateau*, mantendo-se constante (com pequenas flutuações) até $\Delta V_{drift} = 900$ V. A partir deste ponto a resolução piora à medida que ΔV_{drift} aumenta.

Comparativamente ao estudo da THCobra há uma diferença do comportamento para tensões para $\Delta V_{drift} > 0$ V. Esta diferença poderá dever-se a uma diferente polarização dos diversos elétrodos que possivelmente poderá influenciar o campo de deriva. Poderá dever-se também aos problemas observados na THCobra que de alguma forma podem influenciar estes resultados.

Estudo da amplitude e resolução em energia do sinal em função da tensão de transferência na região do fotocátodo

Este estudo foi realizado através da medição da amplitude e resolução dos sinais em função da variação de $\Delta V_{transferência}$. A figura 5.12 apresenta os resultados obtidos. Na figura 5.12 (a) onde se apresenta o estudo da amplitude do sinal verifica-se um crescimento exponencial do ganho em função do parâmetro em estudo. O comportamento exponencial é uma assinatura típica do processo de multiplicação de elétrons em avalanche. Nas THGEMs a grande maioria da multiplicação dá-se à saída/parte final dos buracos. Ao aumentar o campo de deriva favorece-se também o campo elétrico à saída dos buracos o que permite um aumento da multiplicação. Por outro lado, embora o ganho aumente é possível que as flutuações estatísticas aumentem neste processo (pois dependem da localização relativa dos buracos) degradando assim a resolução em energia observada na figura 5.12 (b).

5.3.3 Câmara de alta pressão

No estudo do efeito da variação dos potenciais aplicados nos elétrodos da câmara alta pressão V_{deriva} e V_{cint} , foram mantidas constantes as tensões aplicadas no fotossensor, $\Delta V_{drift} = 100$ V, $\Delta V_{transferência} = 250$ V, $\Delta V_{ct1} = 1100$ V e $\Delta V_{ct2} = 1300$ V.

Estudo da amplitude e resolução do sinal em função da tensão de deriva na região da câmara de alta pressão

Este estudo foi realizado através da medição da amplitude e resolução dos sinais em função da variação de do campo elétrico reduzido na zona de deriva, como mostram os gráficos da figura 5.13.

No gráfico da figura 5.13 (a) observa-se que a amplitude do sinal se mantém constante, com o aumento de E/p_{deriva} . Para uma pressão constante, ao variar somente o campo elétrico da região de deriva, espera-se-ia observar a variação do número de elétrons que chegam à zona de cintilação. Tal efeito não é observado o que significa que mesmo para campos elétricos mais baixos, em média, todos os elétrons deverão entrar na zona de cintilação produzindo luz.

No gráfico da figura 5.13 (b) verifica-se que a resolução melhora à medida que E/p_{deriva} aumenta, até atingir um *plateau*. Nesse *plateau* a resolução mantém-se constante entre os 8–10 %. Este *plateau* significa que estão a ser recolhidos o máximo de elétrons. Embora não seja claramente visível na figura 5.13 (a) porque em média, o número de elétrons que entram na região de cintilação é praticamente o mesmo, através dos dados da figura 5.13 (b) pode-se observar que, na verdade, para campos baixos de deriva, nem todos os elétrons deverão entrar na zona de cintilação. Isto é visível devido ao aumento da resolução com o aumento do campo de deriva. O efeito não é observável na figura 5.13 (a) pela forma como são medidas as amplitudes, isto é, através do centróide obtido pelo ajuste da função gaussiana. Para campos baixos, apesar do valor do centróide da gaussiana se manter constante (figura 5.13 (a)) há

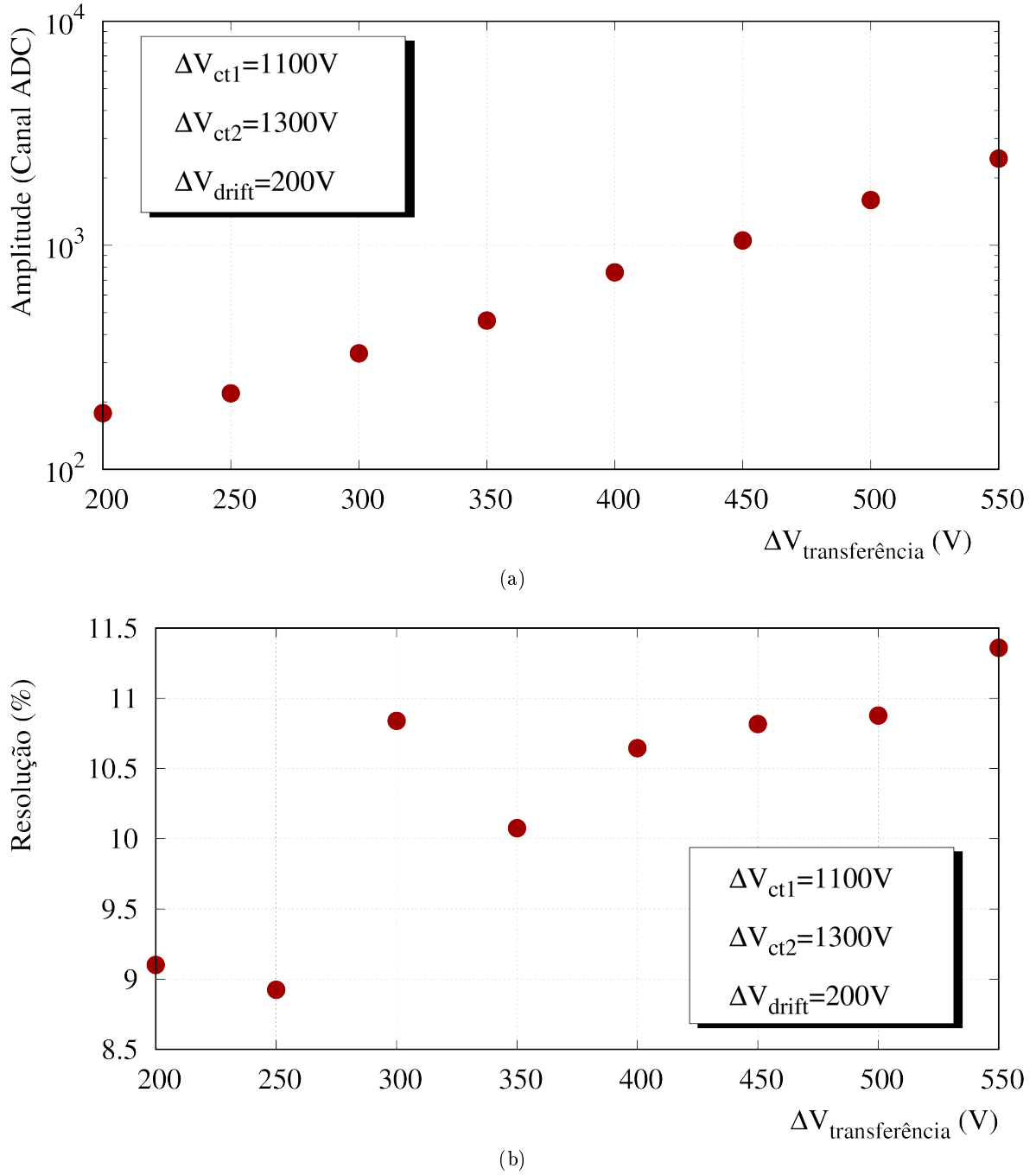
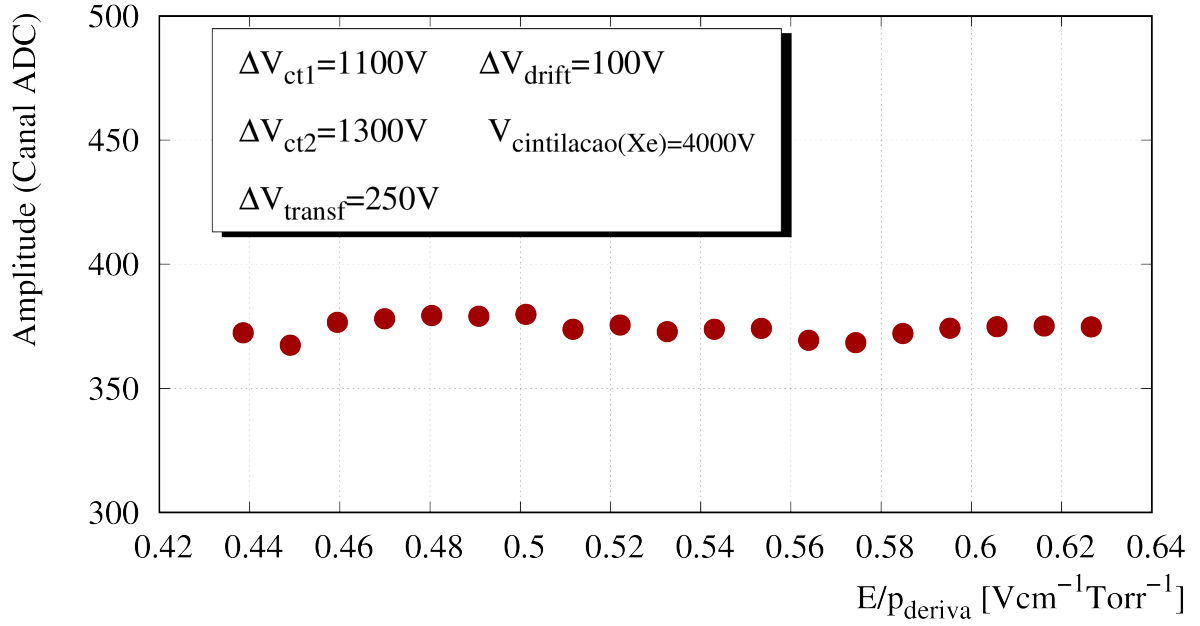
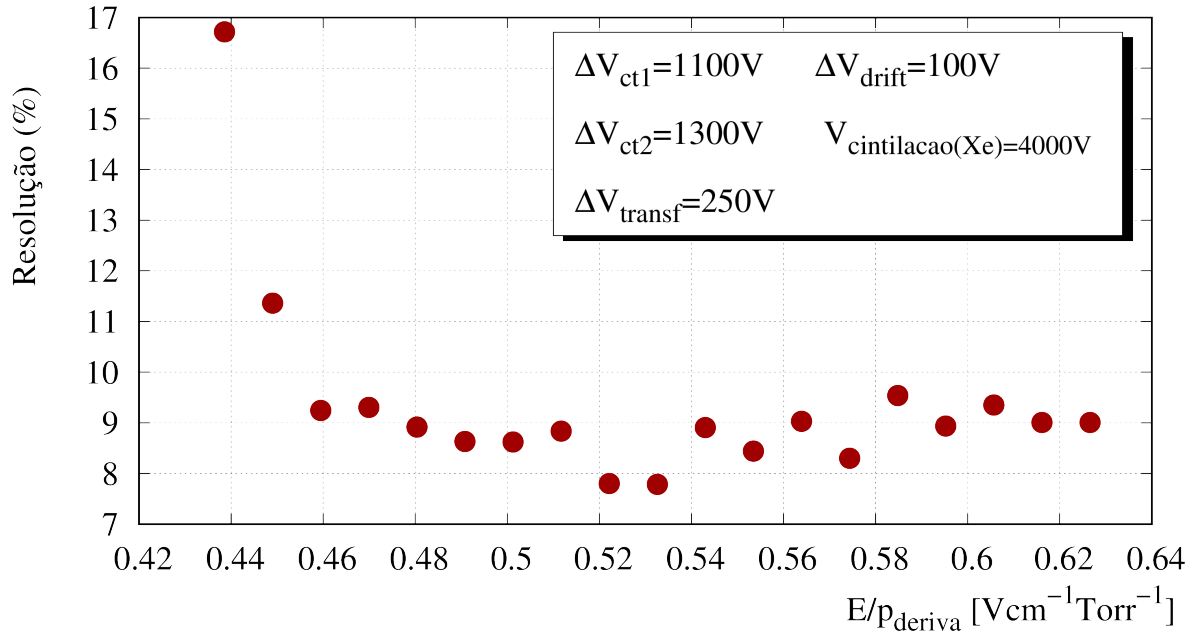


Figura 5.12: (a) Amplitude e (b) Resolução em energia função de $\Delta V_{transferência}$.

uma variação estatística que aumenta a largura da gaussiana devido às flutuações estatísticas (número de elétrons que produzirão luz). À medida que o campo de deriva aumenta, a resolução melhora (embora não haja uma observação do aumento da amplitude do sinal) pois toda a carga primária é derivada para a cintilação e a flutuação estatística deixará de depender do número de elétrons que entram na cintilação, melhorando assim a resolução em energia.



(a)



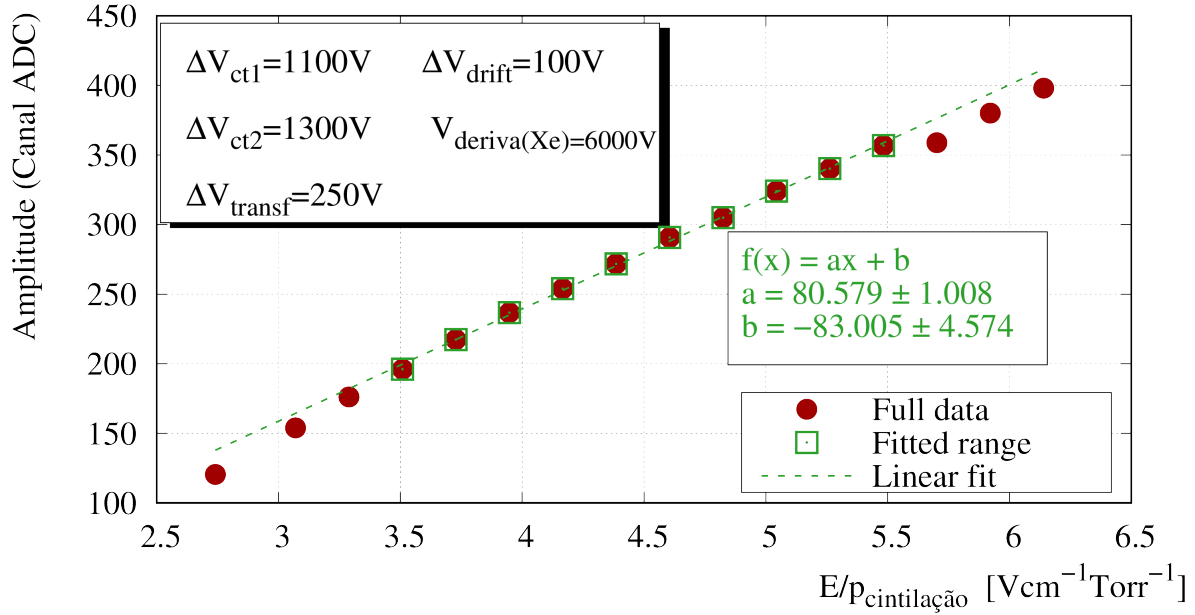
(b)

Figura 5.13: (a) Amplitude e (b) Resolução em função do campo elétrico reduzido na região de deriva, E/p_{deriva} .

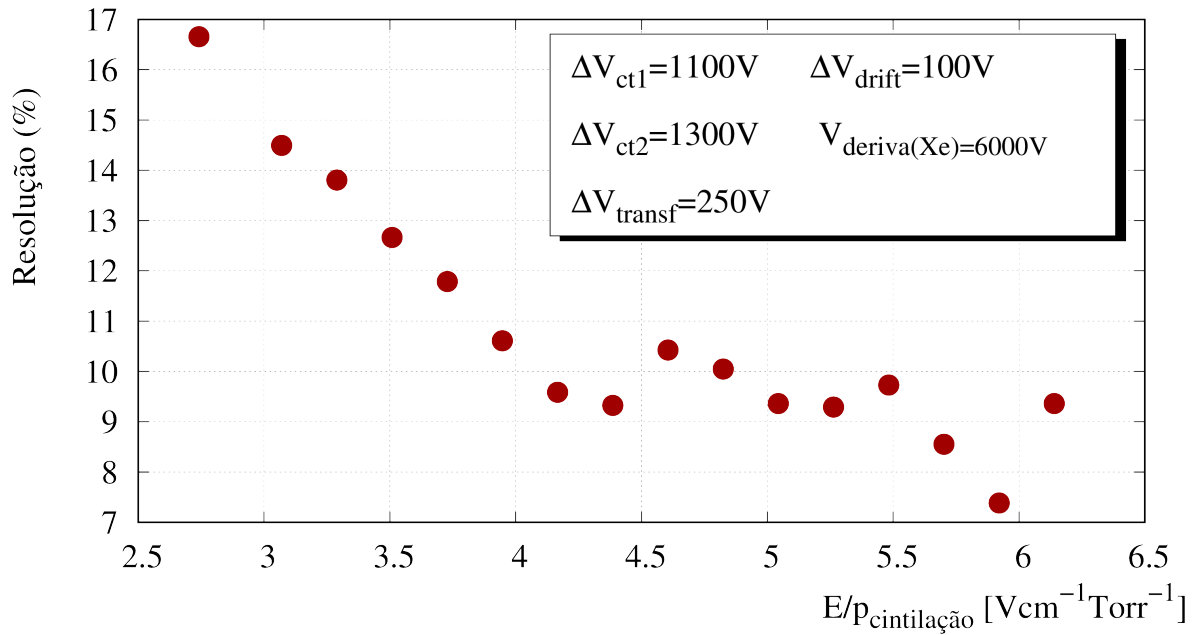
Estudo da amplitude e resolução do sinal em função da tensão de cintilação na região da câmara de alta pressão

Este estudo foi realizado através da medição da amplitude e resolução dos sinais em função da variação de do campo elétrico reduzido na zona de cintilação, como mostram os gráficos da figura 5.14.

Na figura 5.14 (a) observa-se que a amplitude de sinal cresce linearmente com o E/p_{cint} , tal como esperado, uma vez que o processo de amplificação por luz é linear na zona de



(a)



(b)

Figura 5.14: (a) Amplitude e (b) Resolução em função do campo elétrico reduzido na região de cintilação, E/p_{cint} .

$1 < E/p < 6 [\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}]$ tal como explicado na secção 2.4. Fez-se um ajuste apenas à região entre 3,5 $\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ e 5,5 $\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$, pois suspeita-se que as grelhas na região de cintilação poderão apresentar algum defeito porque a partir de 5,5 $\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ observam-se descargas. Como tal facto se verifica, é também expectável que hajam desvios de linearidade para valores mais baixos do campo elétrico. Através da reta obteve-se o limiar de cintilação de $1,030 \pm 0,058 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ que está de acordo com o valor esperado.

No gráfico da figura 5.14 (b) verifica-se que a resolução melhora à medida que E/p_{cint} aumenta, até atingir um *plateau* (com algumas flutuações). Nesse *plateau* a resolução

mantém-se constante entre os 7,5–10 %. Com o aumento da cintilação, aumenta o ganho do sinal, devido ao aumento de luz produzida e que é detetada no fotocátodo.

5.3.4 Imagem 2D

Para testar a resolução em posição do detetor foram adquiridas imagens bidimensionais (o método para a obtenção de imagem por divisão resistiva pode ser consultado em [65]). Um exemplo de uma das imagens 2D obtidas encontra-se na figura 5.15.

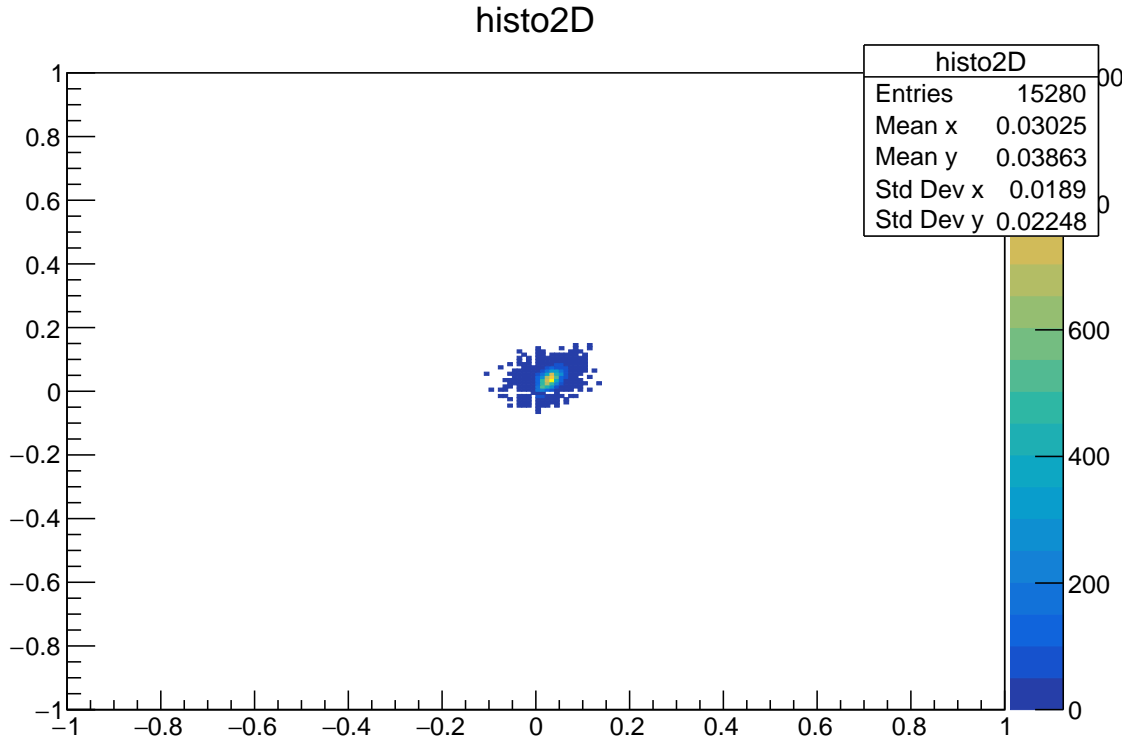


Figura 5.15: Imagem bidimensional resultante da aquisição do detetor, para uma posição da fonte.

Neste trabalho foram obtidas diversas imagens variando a posição da fonte. Infelizmente não se conseguiu observar a diferença de posição na imagem, visto que praticamente são todas iguais.

A possível explicação passa pelas dimensões do *Readout* ($5 \times 5 \text{ cm}^2$) relativamente às dos THGEMS ($10 \times 10 \text{ cm}^2$). Possivelmente, como o *Readout* é mais pequeno, a recolha da carga proveniente do THGEM dá-se ao longo de todo o *Readout*, o que faz com que não seja possível observar uma diferença significativa da posição da fonte.

Capítulo 6

Conclusões e trabalho futuro

Ao longo deste trabalho caracterizou-se um detetor em termos da amplitude do sinal detetado e a sua resolução em energia. Para tal foram feitos estudos a uma pressão constante de 3 atm, variando a tensão de deriva e a tensão de cintilação, bem como variando o campo de deriva e o campo de transferência da estrutura do fotossensor. Verificou-se que, para uma pressão constante, ao variar somente o campo elétrico da região de deriva, espera-se observar a variação do número de eletrões que chegam à zona de cintilação. É possível avaliar qualitativamente o número de eletrões que entram na região de deriva devido às flutuações estatísticas que irão deteriorar a resolução em energia. Ao aumentar a tensão de cintilação, dá-se um aumento da quantidade de fótons produzidos, obtendo conseqüentemente uma maior amplitude de sinal (aumentando o ganho em luz) e uma melhor resolução em energia.

Verifica-se, ainda que, este detetor apresenta de forma estável resoluções entre 8–10 % para a fonte de ^{241}Am (59,5 keV).

O objetivo a que este trabalho se propunha era o desenvolvimento de uma Câmara Compton, no entanto, o facto da THCobra não se encontrar nas melhores condições limitou o trabalho a um *Readout* de $5 \times 5 \text{ cm}^2$, com dois THGEMs de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. O que leva a concluir que, como o *Readout* é mais pequeno, a recolha da carga proveniente do THGEM dá-se ao longo de todo o *Readout*, o que faz com que não seja possível observar uma diferença significativa da posição da fonte em relação ao centro do detetor na imagem 2D, pois como a imagem só se podia desviar 2,5 cm do centro do *Readout*, logo o ponto de maior intensidade das imagens que foram adquiridas encontra-se sempre na origem (no centro do detetor). Aliado a isto, um outro aspeto que diminuiu a quantidade de eventos detetados, foi o facto deste detetor ter uma aquisição de 4 canais em coincidência. O software *CoMPASS/Readout Software for Physics Applications* apesar de, segundo o fabricante, permitir aquisição de 4 canais em coincidência, não foi suficiente para fazer a filtragem das não coincidência, pelo que se teve de criar um segundo programa para fazer uma segunda filtragem dos eventos coincidentes. Devido a isto muitos eventos foram eliminados pelo filtro de coincidências o que resultava em espectros com pouca estatística, isto é, espectros pouco populados o que resulta em maiores incertezas aquando do ajuste da função gaussiana independentemente dos tempos de aquisição serem pequenos ou grandes.

Para o futuro próximo, sugere-se a substituição do *Readout* utilizado por uma THCobra ou *Readout* de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, que permitirá usufruir de uma área quatro vezes maior para deteção e aquisição de imagens bidimensionais para diferentes posições da fonte, podendo assim estudar a resolução em posição.

Propõe-se ainda, otimizar o software de aquisição em coincidência, caso após a instalação, ainda existam grandes quantidades de eventos a serem eliminados. Após esta fase concluída, podem-se fazer estudos, utilizando fontes de radiação mais energéticas, para testar a

funcionalidade de operar a energias superiores às permitidas pela Câmara Gama.

Referências

- [1] R. F. Mould. *Centennial of röntgen's discovery of X-rays*. Journal of JASTRO 8(1996) 1–7.
- [2] L. Badash. *Becquerel's blunder*. Social Research: An International Quarterly, Johns Hopkins University Press 72(2005)(1) 31–62.
- [3] *The Nobel Prize in Physics 1906* (2018). http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureate/1906/.
- [4] *Victor F. Hess Biographical* (2018). <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1936/hess/biographical/>.
- [5] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurements*. John Wiley & Sons, Inc., 3rd edition (1999).
- [6] *Georges Charpak Facts*. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1992/charpak/facts/>.
- [7] A. Oed. *Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*. NIMA 263(1988) 351–359.
- [8] Y. Giomataris et al. *MICROMEGAS: A high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments*. NIMA 376(1996) 29–35.
- [9] F. Sauli. *GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*. NIMA 386(1997) 531–534.
- [10] C. K. Shalem et al. *Advances in thick GEM-like gaseous electron multipliers Part II: Low-pressure operation*. NIMA 558(2006) 568–574.
- [11] J. Maia et al. *Advances in the Micro-Hole & Strip Plate gaseous detector*. NIMA 504(2003) 364–368.
- [12] M. Chefdeville et al. *An electron-multiplying 'Micromegas' grid made in silicon wafer post-processing technology*. NIMA 556(2006) 490–494.
- [13] N. A. Pavel. *Particle detectors for biomedical applications - Demands and trends*. NIMA 478(2002) 1–12.
- [14] A. Del Guerra et al. *State-of-the-art of PET, SPECT and CT for small animal imaging*. NIMA 583(2007) 119–124.
- [15] D. Renker. *New developments on photosensors for particle physics*. NIMA 598(2009) 207–212.

- [16] L. Han et al. *Performance comparison and system modeling of a compton medical imaging system and a collimated anger camera*. In *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pages 4553–4558 (2008).
- [17] F. A. B. Pereira. *Estudo e desenvolvimento de fotodetectores UV com vista ao upgrade do COMPASS RICH-1 e a aplicações*. Ph.D. thesis, Universidade de Aveiro (2016).
- [18] B. L. Paredes et al. *Cryogenic Gaseous Photomultiplier for position reconstruction of liquid argon scintillation light*. JINST 10(2015)(07) P07017. <http://stacks.iop.org/1748-0221/10/i=07/a=P07017>.
- [19] T. Lopes et al. *Position sensitive VUV gaseous photomultiplier based on Thick-multipliers with resistive line readout*. JINST 8(2013)(9) P09002. <http://stacks.iop.org/1748-0221/8/i=09/a=P09002>.
- [20] M. Rizzi et al. *Semiconductor detectors and principles of radiation-matter interaction*. Journal of Applied Sciences 10(2010) 3141–3155.
- [21] *Radiação e sua Interação com a Matéria*. <http://rle.dainf.ct.utfpr.edu.br/hipermidia/index.php/radioterapia/radiacao-e-sua-interacao-com-a-materia#efeito-fotoel%C3%A9trico>. Acedido em: 2018-10-21.
- [22] Y. F. Du et al. *Evaluation of a Compton scattering camera using 3-D position sensitive CdZnTe detectors*. NIMA 457(2001) 203–211.
- [23] K. O. et al. (Particle Data Group). *Review of Particle Physics*. Chinese Physics C 38(2014) 1.
- [24] K. Saito et al. *Simultaneous Measurements of Absolute Numbers of Electrons and Scintillation Photons Produced by 5.49 MeV Alpha Particles in Rare Gases*. IEEE Transactions on Nuclear Science 50(2003) 2452—2459.
- [25] A. Breskin. *CsI UV photocathodes: History and mystery*. NIMA 371(1996) 116–136.
- [26] A. Breskin et al. *Advances in gas avalanche photomultipliers*. NIMA 442(2000) 58–67.
- [27] A. Morozov et al. *Conversion efficiencies of electron beam energy to vacuum ultraviolet light for Ne, Ar, Kr, and Xe excited with continuous electron beams*. Journal of Applied Physics 5(2008) 103301.
- [28] K. Saito et al. *Absolute number of scintillation photons emitted by alpha particles in rare gases*. IEEE Transactions on Nuclear Science 1(2001) 333–337.
- [29] L. C. Coelho et al. *High-pressure operation of a xenon-GPSC/MSGC hybrid detector for hard X-ray spectrometry*. NIMA 569(2006) 796—802.
- [30] F. P. Santos et al. *Three-dimensional monte carlo calculation of the VUV electroluminescence and other electron transport parameters in xenon*. Journal of Physics D: Applied Physics 27(1994) 42—48.
- [31] J. F. Veloso et al. *A microstrip gas chamber as a VUV photosensor for a xenon gas proportional scintillation counter*. IEEE Transactions on Nuclear Science 43(1996) 1232—1236.
- [32] D. Mörmann et al. *Operation principles and properties of the multi-GEM gaseous photomultiplier with reflective photocathode*. NIMA 530(2004) 258–274.

-
- [33] M. Berger et al. *XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.5)* [Online] Available: <http://physics.nist.gov/xcom> (2010).
 - [34] C. D. Azevedo et al. *Position resolution limits in pure noble gaseous detectors for X-ray energies from 1 to 60 keV*. Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics 741(2015) 272–275.
 - [35] A. I. Bolozdynya et al. *Multilayer Electroluminescence Camera: Concept and Monte Carlos Study*. IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE 45(1998) 1646–1655.
 - [36] C. D. Azevedo et al. *A Gaseous Compton Camera using a 2D-sensitive gaseous photomultiplier for Nuclear Medical Imaging*. NIMA 732(2013) 551–555.
 - [37] J. Almeida et al. *Microanalysis surface studies and photoemission properties of CsI photocathodes*. NIMA 367(1995) 337–341.
 - [38] M. A. Nitti et al. *Progress in the production of CsI and diamond thin film photocathodes*. NIMA 553(2005) 157–164.
 - [39] T. Boutboul et al. *On the surface morphology of thin alkali halide photocathode films*. NIMA 438(1999) 409–414.
 - [40] J. T. Bushberg et al. *The essential physics of medical imaging*. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, 2nd edition (2002).
 - [41] H. O. Anger. *Scintillation Camera*. Review of Scientific Instruments 29(1958) 27–33.
 - [42] M. N. Wernick et al. *Emission tomography: The Fundamentals of PET and SPECT*. Praeger Publishers, 2nd edition (2004).
 - [43] D. B. Everett et al. *Gamma-radiation imaging system based on the Compton effect*. Proceedings of the IEE 124(1977) 995–1000.
 - [44] M. Singh et al. *An electronically collimated gamma camera for single photon emission computed tomography. Part II: Image reconstruction and preliminary experimental measurements*. Medical Physics 10(1983) 428–435.
 - [45] C. J. Solomon et al. *Gamma ray imaging with silicon detectors - A Compton camera for radionuclide imaging in medicine*. NIMA 273(1988) 787–792.
 - [46] A. Bolozdynya et al. *High Pressure Xenon Electronically Collimated Camera for Low Energy Gamma Ray Imaging*. IEEE Transactions on Nuclear Science 2(1997) 1157–1161.
 - [47] K. Iniewski. *Medical Imaging: Principles, Detectors, and Electronics*. John Wiley & Sons, Inc., 1st edition (2009).
 - [48] H. Iams et al. *The Secondary Emission Phototube*. Proceedings of the Institute of Radio Engineers 23(1935) 55–64.
 - [49] *Photomultiplier Schematic of a photomultiplier tube*. <https://en.wikipedia.org/wiki/Photomultiplier>. Acedido em: 2018-10-20.
 - [50] D. W. Ball. *Field Guide to Spectroscopy (SPIE Vol. FG08)*. SPIE Publications, 2nd edition (2006).

- [51] *HAPD (Hybrid Avalanche Photo Diode)*. http://home.physics.ucla.edu/~arisaka/home/Detectors/Recent_RD/. Acedido em: 2018-12-25.
- [52] *COMPASS COMmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*. <http://wwwcompass.cern.ch/>. Acedido em: 2018-10-20.
- [53] *PHENIX A Physics Experiment at RHIC*. <http://www.phenix.bnl.gov/>. Acedido em: 2018-10-20.
- [54] R. Chechik et al. *Thick GEM-like hole multipliers: Properties and possible applications*. NIMA 535(2004) 303—308.
- [55] J. F. Veloso et al. *A proposed new microstructure for gas radiation detectors: The microhole and strip plate*. Review of Scientific Instruments 71(2000) 2371—2376.
- [56] F. D. Amaro et al. *The thick-COBRA: A new gaseous electron multiplier for radiation detectors*. JINST 5(2010) P10002.
- [57] F. Mettler et al. *Essentials of nuclear medicine imaging*. Elsevier Inc., 6th edition (2012).
- [58] F. Ramirez-Jimenez. *X-Ray Spectroscopy with PIN diodes*. AIP Conference Proceedings 857(2006)(1) 121–133.
- [59] A. Bolozdynya et al. *A high pressure xenon self-triggered scintillation drift chamber with 3D sensitivity in the range of 20-140 keV deposited energy*. NIMA 385(1997) 225–238.
- [60] M. Cortesi et al. *Advances in imaging THGEM-based detectors*. NIMA 572(2007) 175–176.
- [61] A. Breskin et al. *A concise review on THGEM detectors*. NIMA 598(2009) 107–111. 0807.2026.
- [62] A. Breskin et al. *The THGEM: A thick robust gaseous electron multiplier for radiation detectors*. NIMA 623(2010) 132–134.
- [63] M. Cortesi et al. *Studies of THGEM-based detector at low-pressure Hydrogen/Deuterium, for AT-TPC applications*. JINST 10(2015)(09) P09020. <http://stacks.iop.org/1748-0221/10/i=09/a=P09020>.
- [64] L. F. N. D. Carramate et al. *THCOBRA X-ray imaging detector operating in Ne/CH₄*. JINST 10(2015)(01) P01003. <http://stacks.iop.org/1748-0221/10/i=01/a=P01003>.
- [65] H. N. Da Luz et al. *Single photon counting X-ray imaging system using a micro hole and strip plate*. In *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 2, pages 1661–1665 (2007).
- [66] A. L. M. Silva et al. *X-ray imaging detector based on a 2D sensitive THCOBRA with resistive line readout*. In *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pages 1160–1164 (2012).
- [67] C. D. Azevedo et al. *Towards THGEM UV-photon detectors for RICH: On single-photon detection efficiency in Ne/CH₄ and Ne/CF₄*. JINST 5(2010) P01002.
- [68] B. F. R. Da Silva. *Desenvolvimento de uma Câmara Compton para Imagiologia Médica Nuclear*. Projeto de licenciatura, Universidade de Aveiro (2015).
- [69] E. D. C. Freitas et al. *Micro-hole and strip plate-based photosensor*. NIMA 580(2007) 214–217.